ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN VON INTERDIGITAL-H-RESONATOREN UND DEREN BERECHNUNG

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

von

THOMAS WEIS

aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main

1984

ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN VON INTERDIGITAL-H-RESONATOREN UND DEREN BERECHNUNG

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

von

THOMAS WEIS

aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main

1984

Gedruckt mit Genehmigung
des Fachbereichs Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Dekan:	Prof. Dr. B. Lüthi
Erster Gutachter:	Prof. Dr. H. Klein
Zweiter Gutachter:	Prof. Dr. H. Herminghaus
Tag der mündlichen Prüfung:	13./14. Dezember 1984

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einführung und Problemstellung	1
2.	Aufbau und Funktionsweise von IH-Strukturen	4
3.	Berechnung der charakteristischen Beschleunigergrößen	6
3.1	TE-Moden in zylindrischen Hohlleitern und Hohlräumen	6
3.2	Netzwerktheorie für einen IH-Resonator	12
3.3	IH-Struktur als gekoppelte Schwingkreiskette	20
3.4	Berechnung der Eigenfrequenzen mit einer modifizierten Leitungstheorie	27
3.5	Berechnung von Effektivität und Güte	43
4.	Optimierung von IH-Strukturen	53
5.	Betrachtungen zur axialen Feldverteilung	58
6.	Einsatzmöglichkeiten von IH-Strukturen	65
6.1	Einsatz als Nach- und Molekülbeschleuniger	66
6.2	Einsatz als Vorbeschleuniger	73
6.3	Einsatz als MEQALAC-Struktur	78
6.4	Das MEQALAC-Projekt am FOM-Institut Amsterdam	82
7.	Messungen bei niedrigen Feldpegeln	87
7.1	Aufbau des Störkörpermeßstandes	87
7.2	Messung von Dispersionseigenschaften und Effektivitäten	90
7.3	Stromverteilung auf der Driftröhrenstütze	96
7.4	Messungen zur axialen Feldverteilung	98
8.	Aufbau eines Hochleistungsprototyps zur Beschleunigung von CO^+-Molekülen	105
8.1	Eigenschaften der Struktur	106
8.2	Hochleistungstests	114
9.	Zusammenfassung	119
10.	Literaturverzeichnis	125

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523703_0018

1. Einführung und Problemstellung

Beschleunigeranlagen sind wesentliche Hilfsmittel der physikalischen Grundlagenforschung auf dem Gebiet der Kern- und Atomphysik, sowie der Material- und Fusionsforschung. Eine Entwicklungsrichtung, sowohl bei großen Beschleunigerzentren, als auch bei kleineren Forschungslaboratorien ist die Erhöhung der Endenergie bereits bestehender Maschinen. Eine andere ist die Konzeption neuer Beschleuniger, insbesondere solcher mit hoher Effektivität und hohen Strahlströmen.

Neben zunehmenden Aktivitäten im Bereich der leichtesten Ionen (p, d) auf dem Gebiet der Elementarteilchenphysik, der Materialforschung, der Neutronenerzeugung durch Spallation und des nuklearen Brennstoffbrütens außerhalb von Reaktoren sind leichte Ionen (z.B. Li, C) neuerdings zur Plasmaheizung und -diagnose in Experimenten zur Fusion von Interesse. Mittlere bis schwere Ionen sind nachwievor für Kern- und Atomphysik, in der Halbleitertechnologie, der Biologie, der Strahlenmedizin und bei der Fusion durch Trägheitseinschluß von Bedeutung.

In jüngster Zeit besteht zudem steigendes Interesse an beschleunigten Molekülionen zur stereometrischen Bestimmung von Molekülstrukturen, bei der Bestimmung von Bindungsabständen und zur Untersuchung von elektronischen Wechselwirkungen zwischen Ionen und Festkörpern.

Eine Arbeitsgruppe des Instituts für Angewandte Physik beschäftigt sich seit einigen Jahren mit der Entwicklung und dem Bau von Hochfrequenzbeschleunigern, hier unter anderem mit der Wendel, der Spiral- und der Splitringstruktur [1,2, 3,4]. Diese sehr kompakten Resonatoren sind wegen ihrer großen Flexibilität und Effektivität insbesondere zur Nachbeschleunigung von schweren Ionen geeignet. Weitere Untersuchungen beschäftigen sich mit Hochfrequenz-Quadrupol-Strukturen (RFQ) für leichte und schwere Ionen [5].

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebene interdigitale-H-Struktur ist ein auf der TE(111)-Hohlraummode basierender Hochfrequenzresonator, der aufgrund seiner "common field"-Struktur und seiner Vielzahl von Beschleunigungszellen am ehesten mit der Wideroe- oder der Alvarezstruktur vergleichbar ist. Sie besitzt jedoch kompaktere Außenmaße bei gegebener Frequenz und zeigt zudem eine höhere Beschleunigungseffektivität als diese.

Erste Untersuchungen dieses Resonatortyps wurden bereits in den sechziger Jahren in der UdSSR und Frankreich durchgeführt [6,7,8,9]. Seit 1976 ist ein IH-Resonator als Schwerionennachbeschleuniger ("Schwein") am MP-Tandem der TU-München eingesetzt [10]. Ein Injektor-Linac auf IH-Basis wird momentan am INS in Tokio für das NUMATRON-Projekt aufgebaut [11]; ein Nachbeschleuniger für schwere Ionen in Ibaraki, Japan,ist in Vorbereitung [12]. Generell besteht momentan ein reges Interesse an dieser Struktur als Nachbeschleuniger hinter statischen Maschinen.

Unsere eigenen Untersuchungen begannen im Jahre 1977 und bestätigten die hervorragende Eignung dieses Resonatortyps zur Beschleunigung langsamer Schwerionen [13].

Im Rahmen dieser Arbeit wird die interdigitale-H-Struktur über ihre Eignung als Schwerionennachbeschleuniger hinaus als geeignet zur Vorbeschleunigung leichter und schwerer Ionen (0,1 - 1,0 MeV/N), zur Beschleunigung schwerer Molekülionen und als Resonator für die neutrale Hochstrominjektion von leichten Ionen zur Plasmaheizung und Ionenimplantation in Festkörpern vorgestellt. Auf dem letzten Gebiet besteht eine Zusammenarbeit mit dem Institut für Atom- und Molekülphysik (FOM) in Amsterdam. Dort wird momentan ein auf einer modifizierten IH-Struktur basierendes MEQALAC-System zur Beschleunigung von vier parallelen He^+-Strahlen mit je 3 mA Strahlstrom aufgebaut.

Nach einer kurzen Beschreibung von Aufbau und Funktionsweise der IH-Struktur schließt sich eine theoretische Berechnung

an, die erlaubt, die Hochfrequenzeigenschaften, wie Resonanzfrequenz, Effektivität und Güte, direkt aus den geometrischen Größen zu bestimmen. Dies war bisher mit genügender Genauigkeit nicht möglich. In einem weiteren Kapitel werden Möglichkeiten aufgezeigt, die normalerweise sinusförmige axiale Feldstärkenverteilung der Struktur zu "flaten", d.h. zu begradigen.

Experimentelle Untersuchungen an Modellresonatoren bei niedrigen Feldpegeln schließen sich an. Diese bestätigen die Gültigkeit der theoretischen Betrachtungen. Eine Auslegung von IH-Resonatoren ist somit ohne die bisher notwendigen vorausgehenden Modellmessungen möglich. Zudem ist bei gegebener Problemstellung eine Optimierung der Struktur hinsichtlich ihrer Effektivität möglich.

Ein Prototyp eines Molekülbeschleunigers wurde aufgebaut und im Hochleistungsbetrieb erfolgreich getestet. Diese Struktur ist zur Nachbeschleunigung von CO^+-Molekülen (150 keV/N) konzipiert und erreicht 3 MV Resonatorspannung bei nur 13 kW Hochfrequenzleistung (dies entspricht einem Rp_o-Wert von 700 MΩ) und soll am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main hinter einem 7 MV Van de Graaff eingesetzt werden.

2. Aufbau und Funktionsweise von IH-Strukturen

Ein Resonator des IH-Typs besteht aus einem zylindrischen Hohlraum, in dem die Driftröhren auf der Tanklängsachse jeweils abwechselnd (interdigital) an gegenüberliegenden Seiten befestigt sind (Abb. 1). Diese Befestigung kann entweder mit separaten Stützen oder auch mit durchgängigen massiven Leisten realisiert werden.

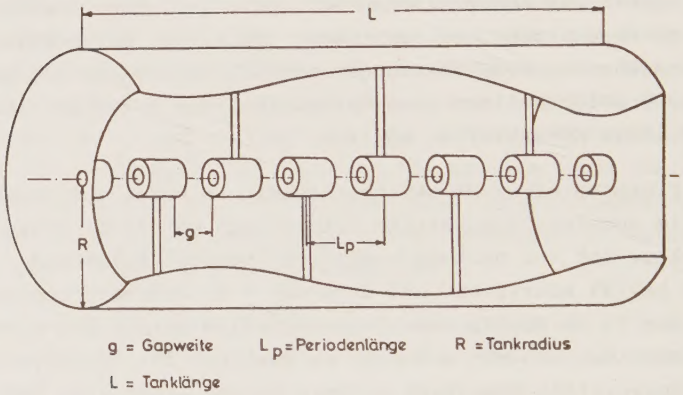


Abb. 1: Schematische Darstellung eines IH-Resonators

Während Strukturen, wie etwa Einzelresonator- und Alvarezbeschleuniger mit einer elektromagnetischen TM(010)-Mode arbeiten, basieren die Eigenschaften der IH-Struktur auf einer TE(111)-Hohlraumschwingung. Diese besitzt im leeren Hohlraum keine elektrische Feldkomponente in Richtung der Resonatorlängsachse. Die Schwingung ist vielmehr durch ein zur Längsachse transversales E-Feld charakterisiert, welches ringförmig vom Magnetfeld umgeben ist (siehe Abschnitt 3.1).

Bei Erzeugung einer TE(111)-Schwingung in einem leeren Hohlraum treten zwischen gegenüberliegenden Seiten Spannungsdifferenzen auf, die durch Anbringen der Driftröhren jetzt auch auf der Tanklängsachse zur Beschleunigung von Teilchen

genutzt werden können, d.h. erst durch Einbau der eigentlichen Struktur entsteht ein E-Feld in axialer Richtung, und die Beschleunigungsspannungen zwischen den Driftröhren sind hierbei axial sinusförmig verteilt. Der Phasenunterschied der Achsenfeldstärke zweier benachbarter Driftröhrenspalte beträgt dann gerade π oder 180°. Teilchen, die mit der richtigen Phase zum HF-Feld in den Resonator eintreten und die Länge einer Strukturperiode in einer halben Schwingungsdauer des Feldes zurücklegen, werden dann in jedem Beschleunigungsspalt weiterbeschleunigt. Deshalb bezeichnet man die IH-Struktur als $\beta\lambda/2$-Beschleuniger.

Während sich die Resonanzfrequenz durch die Driftröhrenbelastung beim Alvarez kaum erniedrigt, hängt bei der IH-Struktur die Betriebsfrequenz direkt von der kapazitiven Belastung ab. Dies erlaubt, die Abmessungen, selbst für niedrige Frequenzen, klein zu halten und macht einen Vorteil der IH-Struktur aus. Die kapazitive Belastung geht jedoch direkt in die Effektivität ein. Hohe Wirkungsgrade lassen sich daher für kleine Driftröhrenabmessungen erreichen, so daß u.U. auf den Einbau von Strahlführungselementen verzichtet werden muß.

3. Berechnung der charakteristischen Beschleunigergrößen

Die in diesem Abschnitt berechneten Größen, wie Resonanzfrequenz, Güte und Effektivität, d.h. Umsetzung von Hochfrequenzleistung in zur Beschleunigung von Teilchen nutzbare Spannung, sind charakteristisch für lineare Beschleunigerstrukturen, die in Resonanz betrieben werden und gestatten aus diesem Grund einen direkten Vergleich zwischen ihnen.

Nach einer kurzen Ableitung der Feldgleichungen für TE-Moden in zylindrischen Hohlleitern und Hohlräumen wird im Abschnitt 3.2 ein Ersatzschaltbild mit konzentrierten Bauelementen für den mit Driftröhren auf Einzelstützen belasteten Resonator angegeben. Mit Hilfe der Netzwerktheorie werden daraus die Dispersionseigenschaften der IH-Struktur bestimmt. Dieses theoretische Modell gestattet jedoch keine genaue Bestimmung der Resonanzfrequenz, da nur elektromagnetische Kopplungen zur nächsten bzw. übernächsten $\beta\lambda/2$-Zelle berücksichtigt werden können.

Mit einem mehr leitungstheoretischen Modell und der Annahme, daß sich ein IH-Resonator als Kette gekoppelter Schwingkreise darstellen läßt, lassen sich jedoch die Frequenz der TE(111)-Grundmode, sowie aller möglichen TE(11p)-Moden aus den geometrischen Größen bestimmen. In diesem Modell sind insbesondere die Kopplungen weit entfernter Beschleunigungszellen berücksichtigt. Zusammen mit einer Abschätzung der ohmschen Verluste folgen daraus sofort Güte und Effektivität der Struktur (s. Abschnitt 3.5).

3.1 TE-Moden in zylindrischen Hohlleitern und Hohlräumen

Geht man von einem zylindrischen Hohlleiter aus (Abb. 2), so kommt man über die Maxwellgleichungen für den ladungsfreien Raum und angenommener sinusförmiger Zeitabhängigkeit der Felder auf die dreidimensionale Wellengleichung, die sich in die zweidimensionale überführen läßt, indem man die z-Abhängigkeit mit $\exp(\pm i\beta z)$ ansetzt.

Sei β die Wellenzahl in axialer Richtung, ω die Kreisfrequenz, grad_t^2 der transversale Anteil des Laplace-Operators und μ, ε die Materialkonstanten des den Hohlleiter füllenden Mediums, so gilt

$$[\text{grad}_t^2 + (\mu\varepsilon\omega^2 - \beta^2)]\begin{pmatrix}\vec{E}(\rho,\varphi)\\ \vec{B}(\rho,\varphi)\end{pmatrix} = 0 \quad . \tag{1}$$

Zusammen mit den Randbedingungen für die Feldstärke E und B an den metallischen Oberflächen formuliert Glg. (1) ein Eigenwertproblem. Dies führt auf die Unterscheidung der möglichen Schwingungsformen in TE(H)-, TM(E)-, und TEM-Wellen.

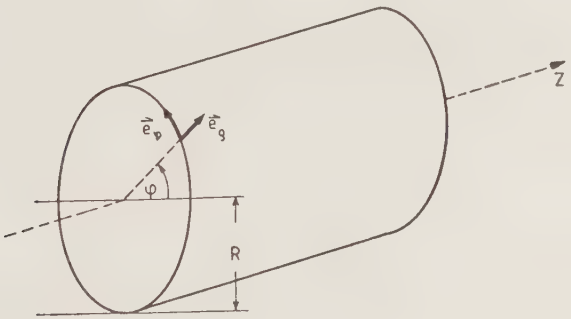


Abb. 2: Zur Wahl des Koordinatensystems für einen zylindrischen Hohlleiter

Beschränken wir uns an dieser Stelle auf die TE-Moden, so lassen sich die transversalen Feldstärken aus dem axialen B-Feld berechnen (eine genaue Herleitung findet sich z.B. in [14,15]):

$$\vec{B}_t = - j \frac{\beta}{\gamma_{mn}^2} \text{grad}_t B_z \tag{2}$$

$$\vec{E}_t = \frac{j\omega}{\gamma_{mn}^2} (\vec{e}_z \times \text{grad}_t B_z) \tag{3}$$

B_z ist gegeben durch

$$B_z = A\mu\gamma_{mn}^2 F_{mn} e^{-j\beta z} \quad . \tag{4}$$

F_{mn} heißt transversale Verteilungsfunktion. Sie ist die Lösung der durch die zylindrische Symmetrie sich ergebenden Besselschen Differentialgleichung:

$$F_{mn} = J_m(\gamma_{mn}\rho)\cos m\varphi \tag{5}$$

J_m ist die Besselfunktion m-ter Ordnung und J_m' deren Ableitung, $\gamma_{mn} = x'_{mn}/R$ mit R als Hohlleiterradius und x'_{mn} ist die n-te Wurzel der Gleichung $J_m'(x) = 0$.

Nicht verschwindende Lösungen für die Feldkomponenten erhält man für ganzzahlige Werte von m und n mit $m \geq 0$, $n \geq 1$; die entsprechende Schwingungsmode wird mit TE(mn) gekennzeichnet.

Glg. (4) zusammen mit den Glgn. (2) und (3) führt auf

$$\vec{B}_t = \mu I \, \mathrm{grad}_t F_{mn} \tag{6}$$

$$\vec{E}_t = - U (\vec{e}_z \times \mathrm{grad}_t F_{mn}) \tag{7}$$

mit den Abkürzungen

$$U = - j A \mu \omega e^{-j\beta z} \tag{8}$$

$$I = - j A \beta e^{-j\beta z} \quad . \tag{9}$$

Die pro Flächeneinheit in axialer Richtung hindurchströmende Leistung ist gegeben durch den Poyntingschen Vektor $\vec{S}$

$$\vec{S} = \vec{E}_t \times \vec{B}_t^*/\mu = U I^* (\mathrm{grad}_t F_{mn})^2 \vec{e}_z \quad . \tag{10}$$

Dies zeigt die formale Analogie zu den Leitungen, bei denen der zeitliche Maximalwert der übertragenen Gesamtleistung gerade das Produkt aus Strom- und Spannungsamplitude ist [16].

So gesehen erweisen sich die Abkürzungen (8) und (9) als sinnvoll. Aus ihnen folgt weitergehend:

$$-\frac{\partial U}{\partial z} = j\mu\omega I = Z I \tag{11}$$

$$-\frac{\partial I}{\partial z} = -\frac{\beta^2}{j\mu\varepsilon} U = Y U \tag{12}$$

Dies sind genau die Grundgleichungen für die Fernleitungen. Für jede TE-Mode kann daher eine spezielle Telegraphengleichung aufgestellt werden. Die auf die Längeneinheit bezogene Impedanz Z und der komplexe Leitwert Y ergeben sich zu [15]

$$Z = j\omega\mu \quad , \quad Y = -\frac{\beta^2}{j\omega\mu} \quad . \tag{13}$$

Mit der Relationsbeziehung für die Wellenzahlen

$$\mu\varepsilon\omega^2 = \gamma_{mn}^2 + \beta^2 \tag{14}$$

folgt weiter

$$Y = j\omega\varepsilon + \frac{1}{j\omega\mu/\gamma_{mn}^2} \quad . \tag{15}$$

Für ein gegen die axiale Wellenlänge kleines dz ergibt sich daraus das entsprechende Ersatzschaltbild (Abb. 3).

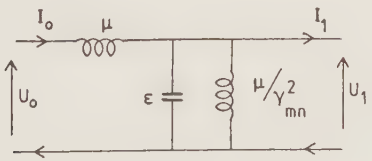


Abb. 3: Ersatzvierpol für TE(mn)-Moden in einem zylindrischen Hohlleiter

Wegen Glg. (14) folgt außerdem für Vakuum ($\mu_o\varepsilon_o = 1/c^2$)

$$\omega^2 = c^2(\gamma_{mn}^2 + \beta^2) \quad . \tag{16}$$

Im Gegensatz zu den Leitungen existiert hier jedoch eine untere Grenzfrequenz ω_o (cut-off Frequenz), oberhalb derer eine ungedämpfte Wellenausbreitung erst möglich wird. Abbildung 4 zeigt das Dispersionsdiagramm. Die TE(11)-Mode ist die Grundmode aller TE-Moden, da sie die niedrigste Grenzfrequenz besitzt.

Die Phasengeschwindigkeit v_{ph} und die Gruppengeschwindigkeit v_g ergeben sich für den verlustfreien Fall zu

$$v_{ph} = \frac{\omega}{\beta} = c\sqrt{1 + \frac{\gamma_{mn}^2}{\beta^2}} \tag{17}$$

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = c/\sqrt{1 + \frac{\gamma_{mn}^2}{\beta^2}} \tag{18}$$

$$v_{ph} \cdot v_g = c^2 \quad . \tag{19}$$

Für die cut-off Frequenz gilt daher $v_g = 0$, $v_{ph} \to \infty$, ansonsten jedoch immer $v_g \leq c$ und $v_{ph} \geq c$.

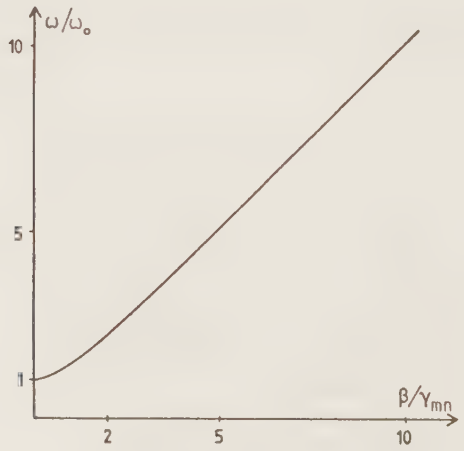


Abb. 4: Dispersionsdiagramm für TE(mn)-Moden in einem zylindrischen Hohlleiter

Schließen wir den Hohlleiter mit zwei runden Blenden ab, so erhalten wir einen zylindrischen Hohlraum der Länge L. Reflexionen an den Enden zusammen mit den Randbedingungen beschränken nun die möglichen Werte der Wellenzahl β:

$$\beta = \frac{\pi p}{L} \qquad p \geq 1 \text{ und ganzzahlig} \tag{20}$$

Aus den Glgn. (2), (3) und (4) zusammen mit (5) folgen die Feldkomponenten für TE(mnp)-Moden:

$$\begin{aligned}
B_\rho &= B_o \frac{\pi p}{L\gamma_{mn}} J'_m(\gamma_{mn}\rho) \cos m\varphi \cos(\frac{p\pi z}{L}) \\
B_\varphi &= -B_o \frac{\pi p m}{L\gamma_{mn}^2} 1/\rho \, J_m(\gamma_{mn}\rho) \sin m\varphi \cos(\frac{p\pi z}{L}) \\
B_z &= B_o J_m(\gamma_{mn}\rho) \cos m\varphi \sin(\frac{p\pi z}{L}) \\
E_\rho &= -iB_o \frac{\omega m}{\gamma_{mn}^2} 1/\rho \, J_m(\gamma_{mn}\rho) \sin m\varphi \sin(\frac{p\pi z}{L}) \\
E_\varphi &= iB_o \frac{\omega}{\gamma_{mn}} J'_m(\gamma_{mn}\rho) \cos m\varphi \sin(\frac{p\pi z}{L}) \\
E_z &= 0 \quad .
\end{aligned} \tag{21}$$

Für die TE(111)-Mode hat das transversale E-Feld ($E_z = 0$) Dipolcharakter und besitzt eine sinusförmige axiale Verteilung. Die Mode ist weiterhin durch ein axiales Magnetfeld (B_z) charakterisiert, deren Feldlinien die des E-Feldes im wesentlichen ringförmig umschließen. Dies erklärt unter anderem, warum eine TE(110)-Mode im Stehwellenbetrieb nicht existiert. Die Wandströme fließen senkrecht zu den Magnetfeldern an der Wand und damit in der Mitte des Resonators azimutal, am Ende jedoch weitgehend axial (Abb. 5).

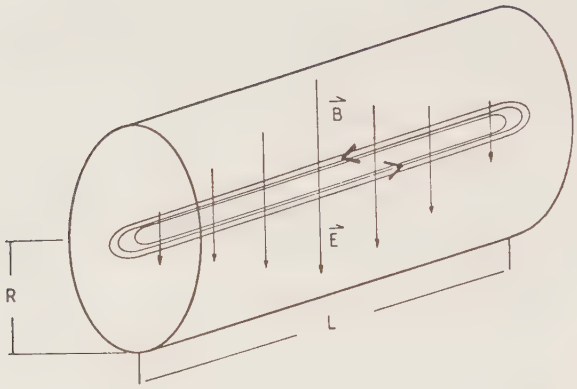


Abb. 5: Feldverteilung der TE(111)-Mode

Durch Einbringen einer Driftröhrenkonfiguration (s. Abschn. 2) kann das transversale E-Feld in die z-Richtung "umgebogen" und zur Teilchenbeschleunigung benutzt werden.

Die TE(211)-Mode besitzt im Gegensatz dazu einen Quadrupolcharakter des E-Feldes und wird als Betriebsmode für "Four-Vane"-RFQ-Strukturen benutzt [5].

3.2 Netzwerktheorie für einen IH-Resonator

Die Ähnlichkeit der elektromagnetischen Schwingung einer IH-Struktur mit der TE(111)-Mode im zylindrischen Hohlraum läßt sich mit Hilfe der Netzwerktheorie zeigen.

Gegeben sei eine unendlich lange Struktur der Abb. 1, die zudem in periodischer Abfolge identische $\beta\lambda/2$-Zellen enthalte. Die Struktur sei durch das Ersatzschaltbild der Abbildung 6 repräsentiert. Wegen der allgemein hohen Güten der IH-Resonatoren seien ohmsche Verluste zunächst vernachlässigt. V,W,X, Y,Z seien rein komplexe Impedanzen. Die Art der Impedanzen sei zunächst nicht festgelegt. Ein ähnliches Schaltbild stammt von M. Bres et al. [17].

Im weiteren seien die Maschenströme durch I,J,K gegeben und deren Ort in der unendlichen Maschenkette durch den Index n. Für die einzelnen Maschen gelten folgende Gleichungen:

Masche I_n:

$$(2X+V+Z)I_n - X(I_{n-2}+I_{n+2}) + X(J_n+J_{n-1}-J_{n+1}-J_{n+2}) - VK_n = 0$$

Masche J_n:

$$(2X+W+Y)J_n + X(J_{n-1}+J_{n+1}) + X(I_n-I_{n-2}+I_{n+1}-I_{n-1}) + W(K_n-K_{n-1}) = 0 \qquad (22)$$

Masche K_n:

$$(2W+V)K_n - W(K_{n-1}+K_{n+1}) - VI_n + W(J_n-J_{n+1}) = 0.$$

Die Eigenfunktionen der Ströme lassen sich jedoch für ein solch periodisches System überraschend einfach darstellen (Floquet-Theorem [18]):

$$I_n = I_o\, e^{i(\mu n+\varphi)} e^{-i\omega t}$$

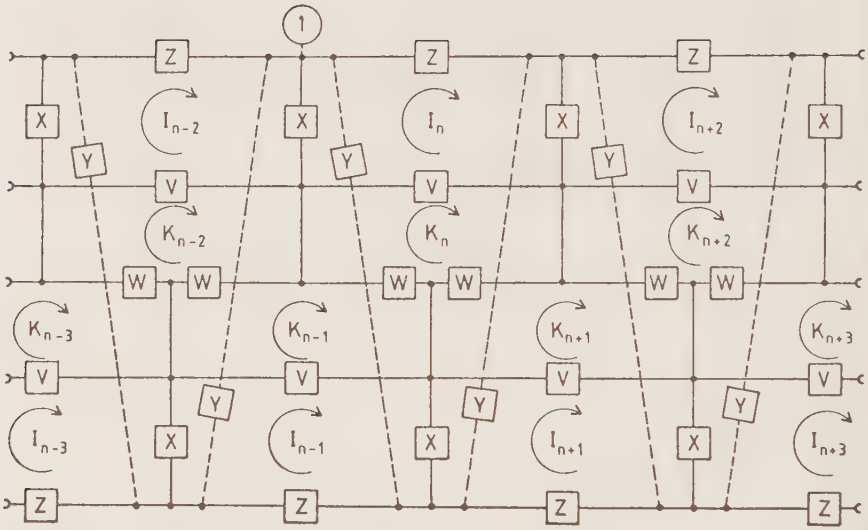
$$J_n = J_o\, e^{i\mu' n}\, e^{-i\omega t} \qquad (23)$$

$$K_n = K_o\, e^{i(\mu'' n+\phi)} e^{-i\omega t} \quad .$$

I_o, J_o, K_o seien reelle Amplituden. Durch φ und ϕ seien beliebige Phasenunterschiede von I_n und K_n in bezug auf J_n zugelassen. μ, μ', μ'' sei der Phasenvorschub pro $\beta\lambda/2$-Zelle. Da für die folgenden Betrachtungen nur eine ungedämpfte Wellenausbreitung entlang der Maschenkette von Interesse ist, sei der Phasenvorschub als reell angenommen.

Für die Ströme I, J, K läßt sich dann folgende homogene Matrixgleichung hinschreiben:

$$A \cdot \begin{pmatrix} I_n \\ J_n \\ K_n \end{pmatrix} = 0 \qquad (24)$$



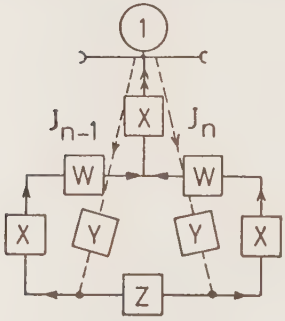


Abb. 6:
Ersatzschaltbild für eine unendlich ausgedehnte IH-Struktur mit identischen $\beta\lambda/2$-Zellen

A ist gegeben durch

$$A = \begin{pmatrix} 2X(1-\cos 2\mu)+V+Z & X(1+e^{-i\mu'}-e^{i\mu'}-e^{2i\mu'}) & -V \\ X(1-e^{-2i\mu}+e^{i\mu}-e^{-i\mu}) & 2X(1+\cos\mu')+W+Y & W(1-e^{-i\mu''}) \\ -V & W(1-e^{i\mu'}) & 2W(1-\cos\mu'')+V \end{pmatrix}. \qquad (25)$$

Eine nichtverschwindende Lösung existiert jedoch dann und nur dann, wenn det A = 0 ist. Dies muß jedoch sowohl für den

Realteil, als auch für den Imaginärteil gelten. Daraus folgt aber $\mu = \mu' = \mu''$ und weiter

$$\begin{aligned} \det A = 0 = {} & 4XYW(1-\cos 2\mu)(1-\cos\mu)+2YVW(1-\cos\mu)+ \\ & +4XZW(1+\cos\mu)(1-\cos\mu)+2YZW(1-\cos\mu)+ \\ & +2XYV(1-\cos 2\mu)+2XZV\,(1+\cos\mu)+ZVW+YVZ \quad . \end{aligned} \tag{26}$$

In Übereinstimmung mit der realen Struktur setzen wir nun

$$X = j\omega L_F,\ Y = j\omega L_W,\ Z = j\omega L_K,\ V = \frac{1}{j\omega C_K},\ W = \frac{1}{j\omega C_D} \quad . \tag{27}$$

Hier sei L_F die Fußinduktivität, L_W die Wandinduktivität, L_K eine axiale Koppelinduktivität, C_K die Koppelkapazität zweier benachbarter Driftröhrenstützen derselben Reihe und C_D die Kapazität zwischen den Stützen zweier benachbarter $\beta\lambda/2$-Zellen. In C_D ist insbesondere die Driftröhrenkapazität enthalten.

Setzt man Glg. (27) in (26) ein und löst man nach dem Quadrat der Kreisfrequenz auf, so ergibt sich die Dispersionsgleichung des Maschennetzwerks zu

$$\omega^2 = \frac{1+2L_W/L_K(1-\cos\mu)}{(C_D+2C_K(1-\cos\mu))(2L_FL_W/L_K(1-\cos 2\mu)+2L_F(1+\cos\mu)+L_W)} \quad . \tag{28}$$

Für $\mu = 0$, d.h. die Ströme I,J,K hängen nicht von n ab, folgt

$$\omega_0^2 = \frac{1}{C_D(4L_F+L_W)} \quad . \tag{29}$$

Eingesetzt in Glg. (28) erhalten wir

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = \frac{1 + 2\,L_W/L_K\cdot(1-\cos\mu)}{(1+\frac{2C_K}{C_D}(1-\cos\mu))(\frac{2L_FL_W(1-\cos 2\mu)}{L_K(4L_F+L_W)} + \frac{2L_F(1+\cos\mu)}{4L_F+L_W} + \frac{L_W}{4L_F+L_W})} . \tag{30}$$

Je nach Größe der benutzten Induktivitäten und Kapazitäten kann die Gruppengeschwindigkeit v_g im Intervall $0 \leq \mu \leq \pi$

positive und negative Werte annehmen. Für $\mu \to 0$ geht jedoch stets $v_g \to 0$. Im Kapitel 3.4 wird sich jedoch zeigen, daß für realistische Strukturen die Gruppengeschwindigkeit stets positiv, ω_o somit niedrigste, ω_π höchste Frequenz ist.

Zur Berechnung von φ aus Glg. (23) eliminiert man aus den ersten beiden Gleichungen des Systems (25) den Strom K_n und erhält

$$J_o = I_o \, e^{i\varphi} \left(\frac{Z}{2Y} + i \, \frac{Z}{2Y} \, \frac{\sin\mu}{1-\cos\mu}\right) \quad . \tag{31}$$

Für reelle Stromamplituden wird die Gleichung erfüllt mit

$$\varphi = -\arctan\left(\frac{\sin\mu}{1-\cos\mu}\right) = -\arctan(\cot \mu/2), \tag{32}$$

und für φ folgt schließlich

$$\varphi = \mu/2 - \pi/2 \quad . \tag{33}$$

Einsetzen von Glg. (31) und (33) in (25) führt auf

$$\phi = \varphi \quad . \tag{34}$$

Die Maschenströme stellen sich dann folgendermaßen dar:

$$\begin{aligned} I_n &= -i \, \frac{2Y}{Z} \, J_o \sin \mu/2 \; e^{i\left(\mu\left(n+\frac{1}{2}\right)-\omega t\right)} \\ J_n &= J_o \, e^{i(\mu n - \omega t)} \\ K_n &= -i \, \frac{\left(\frac{2Y}{Z} - \frac{2W}{V}\right)}{1+\frac{2W}{V}(1-\cos\mu)} \, J_o \sin\mu/2 \; e^{i\left(\mu\left(n+\frac{1}{2}\right)-\omega t\right)} \quad . \end{aligned} \tag{35}$$

Hier ist J_n der Referenzstrom auf den I_n und K_n bezogen sind. Auf der unendlichen Maschenkette breiten sich die Ströme ungedämpft wellenartig aus; I_n und K_n besitzen zudem eine örtliche Phasenverschiebung von $\mu/2$ gegenüber J_n (dies ist aus Anschauungsgründen schon aus dem Schaltbild (Abb. 6) ersichtlich), sowie eine zeitliche um $\pi/2$.

Für $\mu = 0$, d.h. $\omega = \omega_o$ wird $J_n = J_o e^{-i\omega t}$ und $I_n = K_n = 0$. In Analogie zu einem Hohlleiter, der in der TE(11)-cut-off-Mode erregt wird, fließt dann der Strom im wesentlichen azimutal und erzeugt als Wandstrom das axiale Magnetfeld B_z. Für $\mu \neq 0$ sind auch I_n und K_n verschieden von Null. Vergleicht man die Hohlleitergleichungen (2), (3) mit (35), so zeichnen I_n und K_n für das transversale Magnetfeld $\vec{B}_t$ verantwortlich.

Wir gehen zur stehenden Welle über, indem wir die drei Wellen der Glgn. (35) mit den rücklaufenden überlagern. Benennen wir gleichzeitig den Ortsparameter n so um, daß nunmehr für $n = 0$ I_n und K_n ihre Maximalwerte besitzen, so erhalten wir die Ströme der stehenden Welle:

$$
\begin{aligned}
I_n^s &= \frac{2Y}{Z} J_o^s \sin \mu/2 \cos n\mu \, e^{-i\omega t} \\
J_n^s &= -2J_o \sin(n-\tfrac{1}{2})\mu \, e^{-i\omega t} = -J_o^s \sin(n-\tfrac{1}{2})\mu \, e^{-i\omega t} \\
K_n^s &= \frac{\frac{2Y}{Z} - \frac{2W}{V}}{1 + \frac{2W}{V}(1-\cos\mu)} J_o^s \sin \mu/2 \cos n\mu \, e^{-i\omega t}
\end{aligned}
\qquad (36)
$$

Gehen wir zurück zu den Maschengleichungen (22), so bleiben diese auch dann gültig, wenn wir die Maschen n, für die bei $\mu \neq 0$, $\cos n\mu = \pm 1$ gilt, in der Mitte auftrennen und kurzschließen. Auf diese Art und Weise kommen wir zu dem endlichen Ersatzschaltbild der Abbildung 7, das nunmehr den mit zwei Blenden abgeschlossenen Resonator repräsentiert. Die Gleichung $\cos n\mu = \pm 1$, die im wesentlichen den physikalischen Randbedingungen Rechnung trägt, bestimmt nun die möglichen Phasenwinkel μ und die daraus resultierenden Resonanzfrequenzen [19]. Für $\mu = 0$ existiert keine solche Lösung, die die Randbedingungen erfüllt.

Enthält der Resonator N $\beta\lambda/2$-Zellen so muß gelten

$$
\mu \neq 0 \; ; \quad \cos N\mu = \pm 1 \qquad (37)
$$

und daraus $\mu = \frac{p\pi}{N} \qquad p = 1,2,3,\ldots,N \; .$

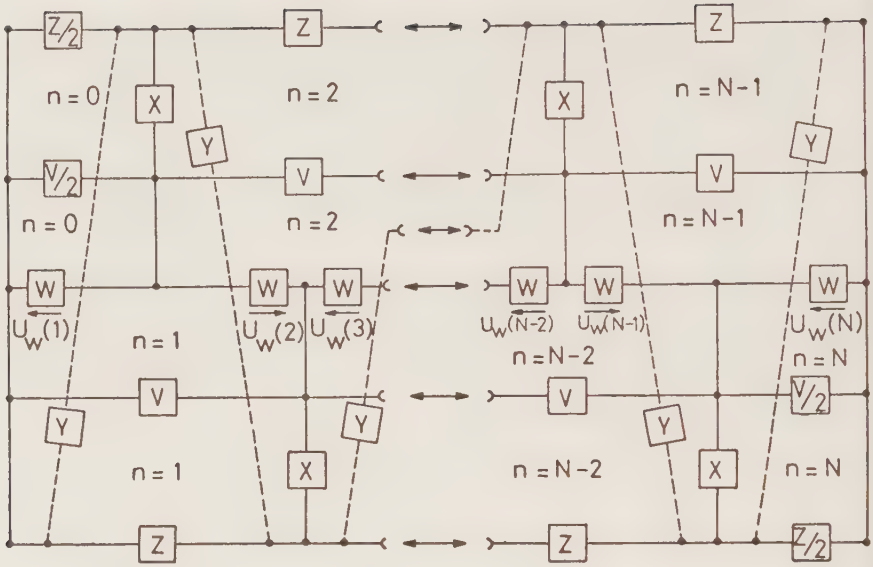


Abb. 7: Ersatzschaltbild für eine IH-Struktur mit N identischen $\beta\lambda/2$-Zellen unter Berücksichtigung der physikalischen Randbedingungen

Die Resonanzfrequenzen folgen dann aus Glg. (30). Der Wert von p-1 bestimmt die Ordnung der axialen Obermoden zur Grundmode p = 1.

Die Spannung, die an der Impedanz W abfällt (W soll im wesentlichen die Driftrährenkapazität enthalten), ergibt sich zu

$$U_W(n) = W(2K_o^s \sin \mu/2 + J_o^s)\sin(n - \tfrac{1}{2})\mu \; e^{-i\omega t} \quad . \qquad (38)$$

Die Spannungen sind axial sinusförmig verteilt, wobei für $\mu \leq \pi/2$ benachbarte Beschleunigungszellen gerade entgegengesetzte Richtungen der elektrischen Feldstärke besitzen. Dies macht den IH-Resonator zu einem $\beta\lambda/2$-Beschleuniger.

Die Resonanzfrequenz ω_o hängt wegen Glg. (28) nur von μ, aber nicht explizit von der Anzahl N der Zellen ab. Daher besitzt ein periodisch aufgebauter Resonator mit N Zellen, der in der Grundmode erregt ist, dieselbe Eigenfrequenz wie eine Kavität, die p mal mehr Zellen enthält, aber in der p-1ten Obermode betrieben wird (Abb. 8).

Zur Kennzeichnung der Schwingungsmoden soll daher im weiteren der Wert von μ benutzt werden (Abb. 8). Da, wie oben angeführt, für $\mu \leq \pi/2$ benachbarte Zellen gerade entgegengesetzte E-Feldrichtungen besitzen, verwenden manche Autoren (wie z.B. [17]) auch den Wert von $\pi - \mu$ als Bezeichnung für die Moden.

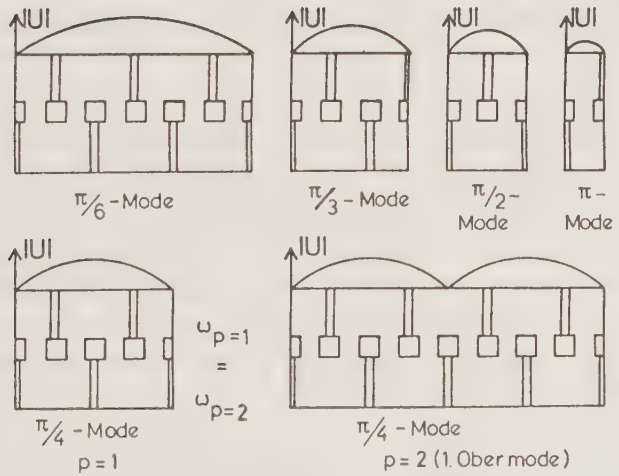


Abb. 8: Modenkennzeichnung für IH-Strukturen

Insgesamt gesehen verhält sich ein derart belasteter Hohlraum in seinem Schwingungsverhalten ähnlich einem leeren zylindrischen Hohlraum, wobei insbesondere das sinusförmige transversale E-Feld in ein axiales mit ebenfalls sinusförmiger Charakteristik "umgebogen" wird. Dieser Sachverhalt kann im Hochleistungsbetrieb wegen der in der Resonatormitte erhöhten Spitzenfelder zu Schwierigkeiten führen. In Kapitel 5 werden Möglichkeiten besprochen, wie man durch Abändern der Periodizität den Spannungsverlauf auf der Achse begradigen kann.

Die in diesem Modell verwendeten Impedanzen konnten, da die magnetische Kopplung durch das axiale Magnetfeld bis weit über die übernächste Zelle hinaus geht, nur in schlechter Näherung bestimmt werden. Daher soll an dieser Stelle von einer Berechnung der Eigenfrequenzen aus den geometrischen Größen abgesehen werden.

Im nächsten Abschnitt soll jedoch mit dem Modell gekoppelter Schwingkreise auf diese Berechnung näher eingegangen werden.

3.3 IH-Struktur als gekoppelte Schwingkreiskette

Für die in Frankfurt entwickelten Splitring- und Spiralresonatoren konnte ein Leitungsmodell gefunden werden [4,20, 21], das es gestattet, die spezifischen Beschleunigerparameter direkt aus den geometrischen Größen zu bestimmen. Dies gelang mit guter Genauigkeit (± 10%), so daß Aussagen über zukünftige Projekte und eine Optimierung ohne vorhergehende Experimente möglich wurde.

Das Modell faßt jeweils einen eine Driftröhre tragenden Arm als kapazitiv verkürzte $\lambda/4$-Leitung auf und ermöglicht die Berechnung insbesondere von Einfachsplitringen, Einfach- und Doppelspiralen.

In diesem Abschnitt wollen wir die IH-Struktur wieder als periodische Anordnung von $\beta\lambda/2$-Zellen auffassen. Jeder Zelle

ist dann eine Driftröhrenstütze mit gleichmäßig rundem Querschnitt zugeordnet, die eine Driftröhre als kapazitiven Abschluß trägt. Gehen wir zurück zu Kapitel 3.2, Abb. 8, so erscheint die Einfachspirale mit entartetem, d.h. geradem Fuß gerade als $\pi/2$-Mode einer entsprechenden IH-Struktur, während die $\pi/3$-Mode am ehesten mit einem Splitring zu vergleichen wäre, wobei jedoch Teile der Resonatorwand zusammen mit den geraden Stützen die $\lambda/2$-Struktur bilden.

Aus diesem Grund liegt es nahe, das Dispersionsverhalten der IH-Struktur in der Nähe der $\pi/2$- und $\pi/3$-Mode mit dem von E. Müller [4] benutzten $\lambda/4$-Leitungsformalismus zu untersuchen. Bei diesem Modell wird die eigentliche, in den zylindrischen Hohlraum eingebaute Struktur, als frequenzbestimmendes Leitungselement, der umgebende Resonatortank jedoch nur als eine die Leitung umgebende zunächst unendlich gut leitende Fläche aufgefaßt.

Betrachtet man noch einmal die Analogie zwischen der $\pi/3$-Mode einer IH-Struktur und dem Splitringresonator, so ist bereits für diesen Fall die Wand selbst "strukturbildendes" Element.

Für Moden mit $\mu < \pi/3$ tritt dann der Hohlraumcharakter für $\mu \to 0$ stärker in Erscheinung, insbesondere sorgt das axiale Magnetfeld für Kopplungen über die benachbarten Zellen hinaus. Gleichzeitig trägt die Wand nun wesentlich zum azimutalen Stromtransport bei.

Da sich insbesondere die Frequenz der IH-Struktur mit Einzelstützen wegen fehlender Zylindersymmetrie nicht mit SUPERFISH-Programmen berechnen läßt, wurden von unterschiedlichen Autoren Leitungsmodelle entwickelt [11,17,22], die nachwievor experimenteller Unterstützung bedürfen. Bei diesen Modellen zur Berechnung der Eigenfrequenz und darauf aufbauend zur Bestimmung der Effektivität und Güte wurde jedoch immer von einem konstanten azimutalen Strom ausgegangen. Dies ist aber, wie der $\lambda/4$-Leitungsformalismus und Messungen der Stromverteilung zeigen, nur für stark kapazitiv belastete Strukturen einigermaßen realistisch.

Daher bietet sich ein Modell an, das sowohl den Hohlraumaspekt, als auch den Leitungsaspekt der Struktur berücksichtigt. Als Grundlage dient der T-Vierpol der Abb. 3. Die Belastung des Hohlraums durch die Struktur wird im weiteren durch zusätzliche konzentrierte Schaltelemente im Vierpol eingeführt. Diese Elemente wiederum werden mit einem modifizierten $\lambda/4$-Leitungsmodell bestimmt.

Die Berechnung der Resonanzfrequenzen einer Kette aus identischen, verlustfreien und richtungssymmetrischen Einzelvierpolen, wobei jeder Vierpol zunächst einem Stück Hohlleiter, später dann einer $\beta\lambda/2$-Beschleunigungszelle der IH-Struktur entspricht, läßt sich mit dem in [19] ausführlich dargestellten Matrizenformalismus auf ein Eigenwertproblem zurückführen.

Der den reinen Hohlleiter beschreibende T-Vierpol der Abb. 3 ist auf die Einheitslänge bezogen und nur dann gültig, wenn die axiale Wellenlänge groß gegen diese Einheitslänge ist. Da wir später für einen $\beta\lambda/2$-Abschnitt der IH-Struktur einen entsprechenden Vierpol aufstellen wollen, betrachten wir zunächst ein gegen die Einheitslänge großes Stück des reinen zylindrischen Hohlleiters, für den im allgemeinen die axiale Wellenlänge nicht mehr groß gegenüber den Abmessungen zu sein braucht. Mit dem Matrixformalismus für identische Vierpolketten können die konzentrierten Schaltelemente dieses makroskopischen T-Vierpols bestimmt werden.
Ausgehend vom T-Vierpol der Abb. 3 lassen sich die Eingangsgrößen I_o, U_o durch eine 2x2-Matrix in die Ausgangsgrößen I_1 und U_1 überführen:

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ U_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_o \\ U_o \end{pmatrix} \tag{39}$$

Für richtungssymmetrische T-Vierpole mit zwei identischen Längswiderständen R und einem Querwiderstand Z läßt sich die 2x2-Matrix auch schreiben als

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\sigma & a_{12} \\ a_{21} & \cos\sigma \end{pmatrix} \quad , \tag{40}$$

und für die Komponenten der Übertragungsmatrix gilt allgemein

$$a_{11} = a_{22} = 1 + \frac{R}{Z} = \cos\sigma$$

$$a_{12} = \frac{1}{Z} \qquad (41)$$

$$a_{21} = 2R + \frac{R^2}{Z} \quad .$$

σ heißt charakteristischer Exponent oder Phasenvorschub pro Vierpolzelle. Später werden wir sehen, daß σ ein Maß für den Modenparameter μ des letzten Abschnitts, bzw. sogar identisch μ ist. Insbesondere ist σ nur dann reell, wenn ungedämpfte Wellenausbreitung entlang einer Vierpolkette möglich ist.

Schaltet man nun N identische Vierpole der Abb. 3, die jeweils ein der Einheitslänge entsprechendes Stück Hohlleiter repräsentieren, hintereinander, so läßt sich die gesamte Übertragungsmatrix sehr einfach darstellen [19]

$$\begin{pmatrix} \cos\sigma & a_{12} \\ a_{21} & \cos\sigma \end{pmatrix}^N = \begin{pmatrix} \cos N\sigma & a_{12}\,\frac{\sin N\sigma}{\sin\sigma} \\ a_{21}\,\frac{\sin N\sigma}{\sin\sigma} & \cos N\sigma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a'_{11} & a'_{12} \\ a'_{21} & a'_{22} \end{pmatrix}, \qquad (42)$$

und die Kette der N Vierpole läßt sich zu einem einzigen T-Vierpol zusammenfassen. Die Widerstände R' und Z' ergeben sich wegen $a'_{12} = 1/Z'$, $R'/Z' = a'_{11}-1$ und $\sigma' = N\sigma$ zu

$$Z' = Z\,\frac{\sigma}{\sin\sigma'} \qquad (43)$$

$$R' = R\,\frac{(1-\cos\sigma')}{(1-\cos\sigma)}\,\frac{\sin\sigma}{\sin\sigma'} = R\,\frac{\operatorname{tg}\frac{\sigma'}{2}}{\sigma/2} \quad . \qquad (44)$$

σ ist hier der Phasenvorschub pro Einheitslänge, σ' der eines Hohlleiterstücks der Länge N. Waren R und Z noch als Widerstandsbeläge definiert, ergibt sich jetzt für R' und Z' die Dimension eines Widerstandes.

Der T-Vierpol stellt sich dann für die TE(11)-Mode folgendermaßen dar (Abb. 9a). Für die Schaltungselemente des Hohlleitervierpols gelten

$$L_1 = \frac{\operatorname{tg}\frac{\sigma'}{2}}{\sigma/2}\,\mu_o \tag{45}$$

$$L_o = \frac{\sigma}{\sin\sigma'}\,\frac{\mu_o}{\gamma_{11}^2} \tag{46}$$

$$C_o = \frac{\sin\sigma'}{\sigma}\,\varepsilon_o \quad . \tag{47}$$

Das Dispersionsverhalten ergibt sich durch Einsetzen der Glgn. (43), (44) in

$$1 + \frac{R'}{Z'} = \cos\sigma' \quad . \tag{48}$$

Aus $1-\cos\sigma = -R/Z$ folgt

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \gamma_{11}^2 + \sigma^2 \quad . \tag{49}$$

Da σ auf die Einheitslänge bezogen ist, gilt $\sigma = \beta$ und in Übereinstimmung mit Glg. (16) ergeben sich die Frequenzen der möglichen Moden nach Maßgabe des Parameters σ.

Aus einfachen Überlegungen folgt aus Abb. 9a der Sechspol der Abb. 9b, in dem wir nun zusätzliche Schaltelemente einbauen, die die Struktur innerhalb des Hohlleiters berücksichtigen. Die beim reinen Hohlleiter L_o genannte Wandinduktivität wollen wir nun bei der belasteten Struktur L_w nennen. Die eigentliche Struktur, d.h. der die Driftröhre tragende Fuß werde durch die Fußinduktivität L_F und die Gesamtfußkapazität C repräsentiert. In C ist dann insbesondere die Driftröhrenkapazität enthalten. Die Hohlleiterkapazität C_o sei wegen ihrer geringen Größe vernachlässigt. Die Längsinduktivität sei mit L_r gekennzeichnet. Wegen der interdigitalen Anordnung der Struktur folgt dann das Ersatzschaltbild der Abb. 9c. Verteilt man L_F und C gleichmäßig über die einzelnen $\beta\lambda/2$-Sechspole (eine Annahme, die sich aufgrund der Ergebnisse als richtig erweisen wird), so ergeben sich die Abb. 9d und 9e. Zum gleichen Ergebnis gelangte auch [11].

Auf den ersten Blick scheint der T-Vierpol der Abb. 9e nur induktive Kopplung zuzulassen. Bei den Berechnungen der ein-

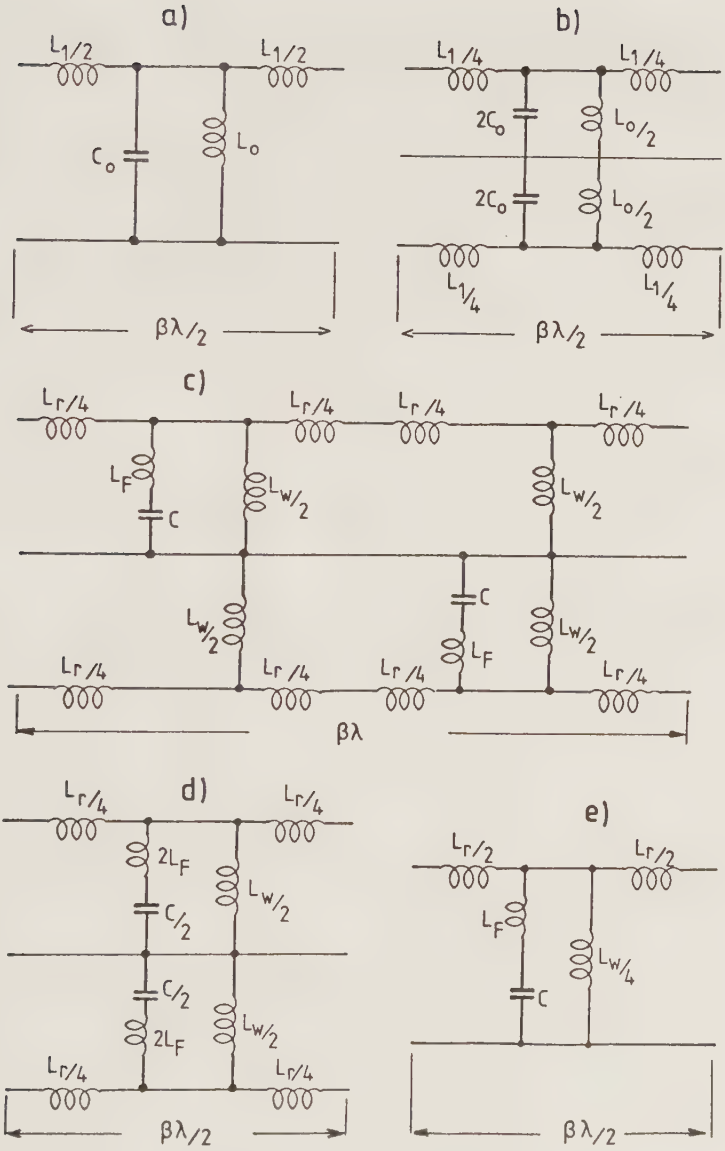


Abb. 9a-e: Entwicklung des die IH-Struktur beschreibenden Vierpols (e) aus dem Vierpol des Hohlleiters ohne Struktur (a)

zelnen Schaltelemente stellen sich diese jedoch als Funktion des Modenparameters σ' heraus, so daß zusätzlich kapazitive und induktive Kopplungen durch die Einzelstützen und die Resonatorwände implizit eingeführt werden.

Aus dem T-Vierpol der Abb. 9e entsteht durch Hintereinanderschalten das Ersatzschaltbild einer gekoppelten Schwingkreiskette (Abb. 10). Wie in [19] ausführlich dargestellt ist, muß zur Erreichung von Serienresonanz der die Kette betreibende Sender den Innenwiderstand 0 Ohm besitzen, das andere Ende der Kette kurzgeschlossen sein, um Anpassung an den Wellenwiderstand der Kette zu ermöglichen.

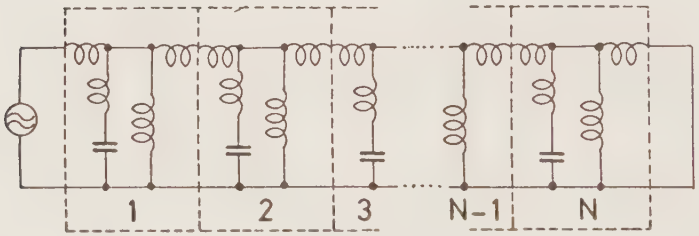


Abb. 10: Schwingkreiskette aus N identischen T-Vierpolen

Besteht die Kette aus N T-Vierpolen, so gilt wiederum Glg. (42) mit den Matrixelementen

$$a_{11} = a_{22} = \cos\sigma' = 1 + j\omega L_r/2\left(\frac{1}{j\omega L_w/4} + \frac{j\omega C}{1-\omega^2 L_F C}\right) \quad . \qquad (50)$$

Lösungen zu den Eigenwerten ±1 sind für die Kette aus N Gliedern nur möglich, wenn gilt

$$\cos N\sigma' = \pm 1 \quad \text{oder} \quad \sin N\sigma' = 0 \quad . \qquad (51)$$

Nun gibt es aber gerade N Fortpflanzungskonstanten σ', die die Glg. (51) erfüllen. Vergleichen wir dieses Ergebnis mit der Berechnung des Modenparameters μ in Abschnitt 3.2, so gilt $\sigma' = \mu$. Im folgenden wollen wir deshalb μ als Bezeichnung für die Fortpflanzungskonstante benutzen.

Aus Glg (48) folgt dann bei Kenntnis des Parameters μ sofort das Dispersionsverhalten einer gekoppelten Schwingkreiskette. Für die Resonanzfrequenz ergibt sich

$$\omega^2(\mu) = \frac{1}{C} \; \frac{1 + \frac{L_w}{2L_r}(1-\cos\mu)}{L_F \frac{L_w}{2L_r}(1-\cos\mu) + \frac{L_w}{4} + L_F} \; . \qquad (52)$$

Durch Einsetzen der in den nächsten Abschnitten berechneten Impedanzen lassen sich die Resonanzfrequenzen für alle TE(11p)-Moden angeben.

3.4 Berechnung der Eigenfrequenzen mit einer modifizierten Leitungstheorie

Ähnlich wie beim Splitring und bei der Spirale [4,21] stellen die Einzelstützen wegen des unterschiedlichen Abstandes zur Resonatorwand inhomogene Leitungen mit verteilten Induktivitäten und Kapazitäten dar. Sind die Änderungen der Leitungsbeläge längs des Fußes klein, so lassen sich Gesamtinduktivität und -kapazität durch Aufsummieren aller Teilinduktivitäten und -kapazitäten in guter Näherung berechnen. Die Wellenlänge ist jedoch im allgemeinen nicht groß gegenüber der Fußlänge. Die dynamischen Werte für die Fußinduktivität und -kapazität können aber unter Berücksichtigung der Strom- und Spannungsverteilung auf der Stütze aus den statischen Werten berechnet werden.

In Anlehnung an [4,20] werden die einzelnen Stützen zunächst als homogene, verlustlose Leitungen betrachtet, wobei eine cosinus- bzw. sinusförmige Strom-Spannungs-Verteilung längs der Stütze angenommen wird. Aus der Äquivalenz einer homogenen,

an einem Ende kurzgeschlossenen λ/4-Leitung und eines Parallelresonanzkreises erhält man die Bestimmungsgleichungen für die Ersatzgrößen L und C des betrachteten Schwingkreises [23]. Sind die Leitungsbeläge der λ/4-Leitung gegeben durch L' und C', so ergeben sich die konzentrierten Elemente zu

$$L = \frac{4}{\pi} \int_0^l L' \cos\left(\frac{\pi x}{2l}\right) dx \tag{53}$$

$$C = \frac{\pi}{4} \int_0^l C' \sin\left(\frac{\pi x}{2l}\right) dx \quad . \tag{54}$$

l ist hier die Länge des Fußes, x = O bezeichnet den Punkt, an dem der Fuß in die Resonatorwand übergeht. Ist die Leitung homogen (konstantes L', C'), so gilt

$$L = \frac{8}{\pi^2} L'l \tag{55}$$

$$C = \frac{1}{2} C'l \quad . \tag{56}$$

Im Gegensatz zum Splitring sind zwei benachbarte Stützen jedoch nicht direkt, sondern über den halben Umfang des Resonators miteinander verbunden, so daß zumindest für Moden nahe μ = O die beiden Stützen zusammen mit dem Außenleiter zwei λ/4-Leitungen bilden. Strommaximum und Spannungsknoten befinden sich dann jeweils auf halber Strecke zwischen den Enden der Stützen auf dem Außenleiter. Messungen des Magnetfeldes nahe der Leiteroberfläche, sowohl am Außenleiter als auch an den Stützen, zeigen, daß für realistische kapazitive Belastung der Struktur durch die Driftröhren, der azimutal pro βλ/2-Zelle fließende Wandstrom im wesentlichen konstant ist und erst auf den Stützen mit cosinusförmiger Charakteristik abnimmt (s. Abschnitt 7.3). Um die schwierige Betrachtung einer λ/4-Leitung mit zwei unterschiedlichen Leitungsabschnitten (Wand und Stütze) zu vermeiden, liegt es nahe, den Einfluß der Resonatorwand als eine die λ/4-Leitung belastende konzentrierte Induktivität zu betrachten. Anders als bei Spirale und Splitring wollen wir daher die λ/4-Leitung

als sowohl kapazitiv durch die Driftröhren (C_L) als auch induktiv (L_L) belastet auffassen.

$\lambda/4$-Leitungen mit zugeschalteter Kapazität werden allgemein als verkürzt bezeichnet, da eine Leitungslänge von $l < \lambda/4$ kombiniert mit einer konzentrierten Kapazität C_L im Spannungsmaximum ausreicht, um die gleiche Frequenz der reinen Leitungsresonanz mit $l = \lambda/4$ zu erreichen. Schaltet man zusätzlich am anderen Ende der Leitung eine konzentrierte Lastinduktivität L_L zu, so wird die Leitungslänge, die zum Erreichen der reinen Leitungsresonanzfrequenz nötig ist, nochmals verkürzt [23]. Übertragen auf die Verhältnisse der zu berechnenden Struktur bedeutet dies, daß bei gegebener Fußlänge l und Belastung durch die Driftröhren und die Wandinduktivität die elektrische Leitungslänge vergrößert wird (Abb. 11). Die Ersatzgrößen L und C aus den Glgn. (53), (54) nehmen dann gegenüber der unbelasteten Leitung andere Werte an, da nur

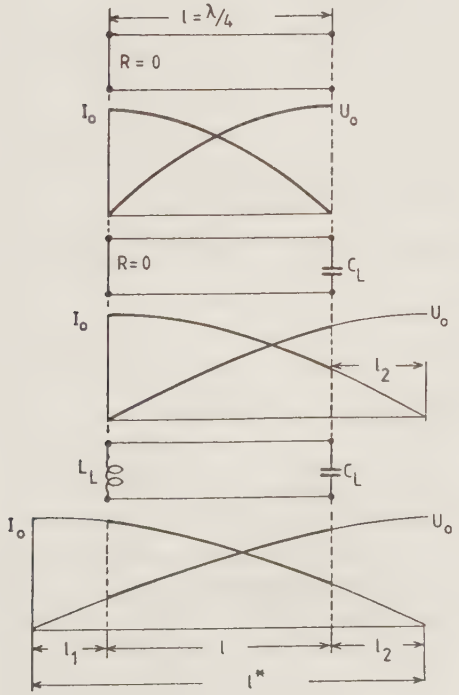


Abb. 11:
Strom- und Spannungsverteilung bei

a) der kurzgeschlossenen $\lambda/4$-Leitung

b) der kurzgeschlossenen und kapazitiv belasteten $\lambda/4$-Leitung

c) der induktiv und kapazitiv belasteten $\lambda/4$-Leitung

über ein Teilintervall des Sinus und Cosinus integriert werden muß.

Nach [23] kann man jeden Blindwiderstand zwischen $-\infty$ und $+\infty$ durch eine am Ende kurzgeschlossene Leitung darstellen. Daher kann man den induktiven Abschluß mit $j\omega L_L$ durch eine am Ende kurzgeschlossene Leitung der Länge l_1 ersetzen und es gilt

$$\omega L_L = Z_o \tan \frac{2\pi l_1}{\lambda^*} \quad . \tag{57}$$

Z_o ist hier der Vakuumwellenwiderstand der Leitung. Für den Eingangsleitwert Y dieser am Ende mit einer Induktivität abgeschlossenen Leitung gilt weiterhin

$$Y = -j \frac{1}{Z_o} \cot \frac{2\pi}{\lambda^*}(l + l_1) \quad . \tag{58}$$

Schließt man die Leitung am Eingang mit einer konzentrierten Lastkapazität C_L ab, so müssen sich für Parallelresonanz die Leitwerte für Leitung und Last gegenseitig aufheben:

$$\omega C_L - \frac{1}{Z_o} \cot \frac{2\pi}{\lambda^*}(l + l_1) = 0 \tag{59}$$

Einsetzen von Glg. (57) liefert

$$\omega C_L - \frac{1}{Z_o} \cot\left(\frac{2\pi l}{\lambda^*} + \arctan \frac{\omega L_L}{Z_o}\right) = 0 \quad . \tag{60}$$

Für die Fortpflanzungskonstante β einer homogenen HF-Leitung gilt weiterhin

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda^*} = \omega\sqrt{L'C'} \quad . \tag{61}$$

Setzt man weiter $Z_o = \sqrt{L'/C'}$ und $l^* = \lambda^*/4$, so folgt

$$\frac{\pi C_L}{2l^* C'} - \cot\left(\frac{\pi l}{2l^*} + \arctan \frac{\pi L_L}{2l^* L'}\right) = 0 \quad , \tag{62}$$

und durch Ersetzen von C' und L' durch L und C der unbelasteten Leitung (Glgn. (53), (54)) erhält man schließlich

$$\frac{\pi\, l\, C_L}{4\, l^* C} - \cot\left(\frac{\pi l}{2l^*} + \arctan\frac{4\, l\, L_L}{\pi\, l^* L}\right) = 0 \quad . \tag{63}$$

Die Gleichung kann numerisch gelöst werden, und man erhält l^* und damit die Resonanzwellenlänge λ^*.

Aus Glg. (57) folgt die induktive Leitungsverlängerung zu

$$l_1 = \frac{2l^*}{\pi} \arctan\frac{4\, l\, L_L}{\pi\, l^* L} \quad , \tag{64}$$

aus Glg. (63) die kapazitive Leitungsverlängerung zu

$$l_2 = \frac{2l^*}{\pi} \arctan\frac{\pi\, l\, C_L}{4\, l^* C} \quad . \tag{65}$$

Zur Berechnung der Betriebskapazität C_F einer Stütze fassen wir diese als homogene Linienladung der Länge l auf [16,24]. Für das Potential φ am Aufpunkt x',y' gilt (Abb. 12)

$$\varphi(x',y') = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_o} \ln \frac{\sqrt{(\frac{l}{2} - x')^2 + y'^2} + (\frac{l}{2} - x')}{\sqrt{(\frac{l}{2} + x')^2 + y'^2} - (\frac{l}{2} + x')} \quad . \tag{66}$$

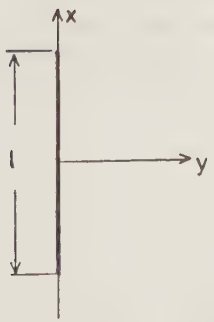


Abb. 12:
Zur Wahl des Koordinatensystems bei der Berechnung des Potentials im Punkt (x',y') für eine Linienladung der Länge l

Die Potentialflächen sind Rotationsellipsoide, die Verschiebungslinien Hyperbeln mit den gleichen Brennpunkten. Füllt man den von einer Potentialfläche eingeschlossenen Raum mit einem Leiter, dem das betreffende Potential erteilt wird, so ändert sich das Feld außerhalb nicht. Gleichung (66) gibt

daher auch das Potential in der Umgebung eines mit der Ladung Q versehenen langgestreckten Rotationsellipsoids an. Da die Fußlänge l für die betrachteten Resonatorstrukturen immer groß gegen den Durchmesser der Stütze ist, soll die Gleichung (66) auch für die zylindrische Elektrodenform der Stütze als gültig angesehen werden.

Greifen wir bei der IH-Struktur aus der periodischen Abfolge identischer $\beta\lambda/2$-Zellen willkürlich eine Stütze heraus, so setzt sich das Potential an der Oberfläche der Stütze in Abhängigkeit vom jeweiligen Ort aus dem Eigenpotential und der Summe der Potentiale aller sich im Resonator befindenden Ladungsquellen zusammen. Zusätzlich müssen die Spiegelladungen auf den Resonatorwänden berücksichtigt werden.

Betrachten wir zunächst einen zylindrischen Leiter gegenüber einer unendlich gut leitenden Wand, so kann der Einfluß der Wand durch Anbringen einer entgegengesetzten Spiegelladung auf der anderen Seite simuliert werden. Das Potential auf der Wand ist dann trivialerweise überall Null. Liegt der Leiter symmetrisch zwischen zwei Wänden, so kann man die Wände durch eine unendlich nach beiden Seiten ausgedehnte in äquidistantem Abstand stehende Spiegelladungen ersetzen (Abb. 13), wobei jeweils benachbarte Spiegelladungen umgekehrtes Vorzeichen besitzen. Auch in diesem Fall ist das Potential an den Stellen der Wände stets Null.

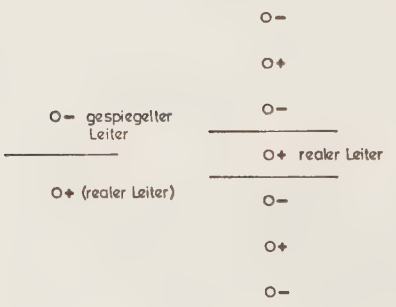


Abb. 13:
Ersetzen von leitenden Wänden durch Spiegelladungen für den Fall eines Leiters vor einer bzw. zwischen zwei Wänden

Besteht der IH-Resonator aus N identischen βλ/2-Zellen, so enthält er N-1 einzelne Stützen und wegen der zwei Halbzellen an den Enden des Resonators noch jeweils zwei "Halbstützen" (Abb. 8).

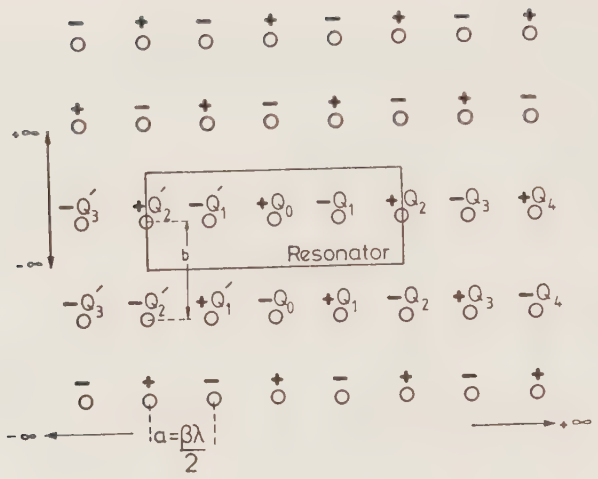
Wie in Abschnitt 3.2 angeführt, können die Abschlußblenden des Resonatortanks durch eine unendliche Reihe von Spiegelladungen ersetzt werden und folgt aus der Tatsache, daß für die erste Obermode (p = 2) und doppelter Tanklänge die Eigenfrequenz unverändert bleibt. Dies gilt dann natürlich auch für beliebige Obermoden und entsprechend verlängertem Resonator. Die Simulation der seitlichen Resonatorwände geschieht, wie oben angeführt, durch Hinzufügen unendlicher Reihen von Spiegelladungen nach beiden Seiten (Abb. 14). Das darauf aufbauende Rechenverfahren zur Bestimmung der Betriebskapazität einer Driftröhrenstütze kann jedoch nur eine Näherung der tatsächlichen Verhältnisse liefern, da die Ladungen auf den Stützen unterschiedlich, die Abstände der Stützen zu den Wänden nicht konstant (b = f(ρ)) sind. Zudem stehen sich die Stützen nicht parallel gegenüber, sondern sind interdigital angeordnet.

Für den mit Q_o bezeichneten Leiter ergibt sich als Funktion des Ortes auf der Oberfläche folgendes Gesamtpotential:

$$\varphi_o^{ges}(\rho) = \varphi_o + \varphi_1 + \varphi_{1'} + \varphi_2 + \varphi_{2'} + \ldots \qquad (67)$$

Alle φ_i, $\varphi_{i'}$ sind wiederum unendliche Summen der Teilpotentiale, die der Leiter i bzw. i' zusammen mit seinen seitlichen Spiegelladungen am Ort des Leiters i = O hervorruft. Diese Potentiale ergeben sich aus Gleichung (66) und sind Funktionen von ρ,l,h,d,a,b und der jeweiligen Ladung Q_i bzw. Q_i' auf der Stütze. Wenden wir die Erkenntnisse des Abschnitts 3.2 an, so folgt für einen gegebenen Modenparameter μ und willkürlicher Phase α für die einzelnen Ladungen

$$\begin{aligned} Q_o &= Q_{max}\cos\alpha \\ Q_1 &= Q_{max}\cos(\alpha+\mu);\quad Q_1' = Q_{max}\cos(\alpha-\mu) \\ Q_2 &= Q_{max}\cos(\alpha+2\mu);\quad Q_2' = Q_{max}\cos(\alpha-2\mu)\quad \text{usw.} \end{aligned} \qquad (68)$$



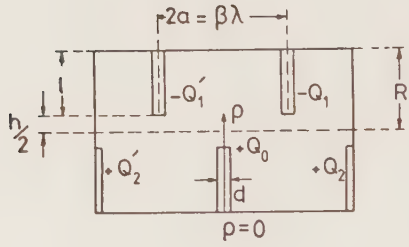


Abb. 14: Ersetzen der Resonatorwände durch Spiegelladungen in axialer und transversaler Richtung

Für die in Abb. 14 dargestellten Verhältnisse gilt dann $\mu = \pi/4$ und $\alpha = 0$, demnach insbesondere $Q_2 = Q_2' = 0$.

Für den Kapazitätsbelag C' am Ort ρ des betrachteten Leiters folgt aus den Glgn. (66), (67), (68)

$$C'(\rho) = \frac{\sigma_o}{\varphi_o^{ges}(\rho)} \quad . \tag{69}$$

Wegen der angenommenen homogenen Ladungsverteilung ist hier $\sigma_o = Q_o/l$. Glg. (69) gilt deshalb nur für den statischen Fall, bei dem die Wellenlänge groß gegenüber der Länge l der Stütze ist.

Bei hohen Frequenzen beeinflußt der Skineffekt in immer größerem Maß den Stromtransport auf den Leitern. Bei einer Frequenz von 100 MHz beträgt die Eindringtiefe in Kupfer nurmehr etwa 6 µm. Sind die Leiter langgestreckt angeordnet, so werden die Magnetfeldlinien wegen der Führung an den Metalloberflächen identisch mit den elektrischen Potentiallinien. Für die in der vorliegenden Arbeit betrachteten hohen Frequenzen im MHz-Bereich gilt daher in guter Näherung mit c_o als Lichtgeschwindigkeit im Vakuum [16]

$$L'C' = \frac{1}{c_o^2} = \mu_o \varepsilon_o \quad . \tag{70}$$

Durch Einsetzen von Glg. (69) erhalten wir den Induktivitätsbelag $L'(\rho)$ einer Stütze. Sehen wir zunächst von der kapazitiven Belastung durch die Drifträhren und von der induktiven Belastung durch die Wandströme ab und nehmen wir eine cosinus- bzw. sinusförmige Strom-Spannungs-Verteilung längs der Stütze an, so ergeben sich die wirksame Ersatzinduktivität L und -kapazität C aus den Gleichungen (53), (54).

Für einen Resonator mit einem Tankdurchmesser von 0,5 m, 17 identischen $\beta\lambda/2$-Zellen der Länge 5,5 cm und Fußlängen von 23,5 cm bei 0,8 cm Durchmesser zeigt Abb. 15 die Beläge L' und C'. Der Resonator sei in seiner Grundmode $\mu = \pi/17$ erregt. Die Leitungsbeläge sind nur in der Mitte der Stütze im wesentlichen konstant. Der Kapazitätsbelag steigt an den Enden wegen der Annäherung an die Wand und an die gegenüberliegende Stützenreihe an. Trotz der nicht konstanten Leitungsbeläge, wie sie für eine homogene Leitung gefordert wären, berechnet sich die Frequenz der inhomogenen $\lambda/4$-Leitung aus den Werten der Abb. 15 zu 327,8 MHz, während sich aus der geometrischen Leitungslänge mit $f = c_o/4l$ eine Frequenz von 319,1 MHz ergibt. Die gute Übereinstimmung rechtfertigt die Anwendung des o.a. Rechenverfahrens zur Bestimmung der Kapazität und Induktivität einer Stütze.

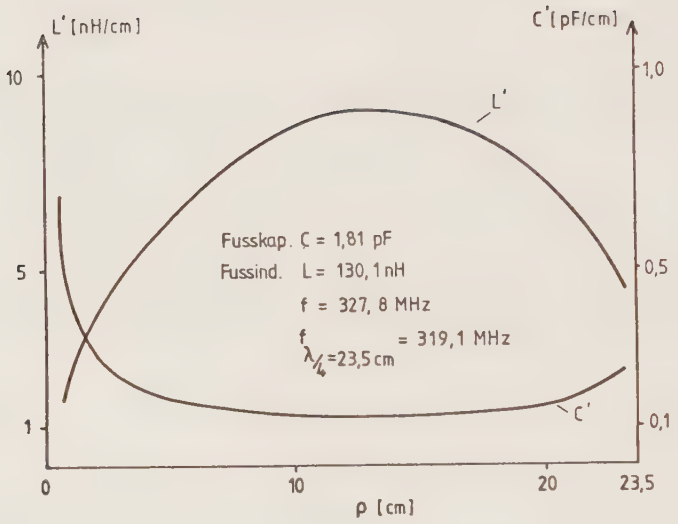


Abb. 15: Leitungsbeläge L' und C' als Funktion des Ortes auf der Stütze für ein ausgewähltes Beispiel

Die Annahme, daß sich die Stütze als inhomogene λ/4-Leitung verhält, verschließt sich zwar der direkten experimentellen Prüfung, andererseits zeigt die Stütze bei alleiniger induktiver und bei zusätzlicher kapazitiver Belastung das typische Verhalten einer verkürzten λ/4-Leitung (s. Abschnitt 7.2).

Die mit Hilfe des o.a. Rechenverfahrens bestimmten Ersatzschaltgrößen für die Betriebskapazität und -induktivität einer Stütze gegen die Resonatorwände mit Bezugspotential Null sind Funktionen des Modenparameters und daher keine reinen Geometriegrößen. Andererseits enthalten sie die Information über die Kopplungen zwischen dem jeweils betrachteten und allen anderen Füßen.

Zur Frequenzbestimmung einer realen IH-Struktur müssen die Ersatzgrößen C_F und L_F der Stützen unter Berücksichtigung der kapazitiven und induktiven Belastung bekannt sein. Die kapazitive Belastung ist durch die geometrische Kapazität zwischen zwei benachbarten Driftröhren (Driftröhrenkapazität C_D) und wiederum durch den Modenparameter μ bestimmt. Entsprechend den Spannungsverhältnissen als Funktion von μ ergibt sich für die Lastkapazität

$$C_L = 2C_D\,(1 + \cos\mu) \quad . \tag{71}$$

Für die O-Mode folgt dann gerade $C_L = 4C_D$, für die $\pi/3$-Mode (entsprechend einem π-Mode Splitring) $C_L = 3C_D$ [4] und für die $\pi/2$-Mode (entsprechend einer entarteten Einfachspirale) $C_L = 2C_D$ [21].

Die geometrische Driftröhrenkapazität C_D soll im folgenden mit der von E. Müller [4] angegebenen Näherungsformel bestimmt werden.

$$C_D = k\varepsilon_o \{\frac{\pi}{g}[r_a^2 - r_{ap}^2] + r_a[\ln\frac{16\pi r_a}{g} + 1 + \\ + (1 + \frac{L_D}{2g})\ln(1 + \frac{L_D}{2g}) - \frac{L_D}{2g}\ln\frac{L_D}{2g}]\} \tag{72}$$

r_a ist hier der Driftröhrenaußenradius, r_{ap} der Driftröhreninnenradius, g die Spaltbreite und L_D die Driftröhrenlänge. Wegen der abgerundeten Stirnflächen wurde der Geometriefaktor k eingeführt. Für ein in der Praxis häufiges Verhältnis von $r_a/r_{ap} = 1{,}5\text{-}2{,}5$ wurde $k = 0{,}77$ ermittelt. Für $r_{ap} = 0$ und $k = 1$ bei nicht abgerundeten Stirnflächen gibt Glg. (72) die Kapazität eines Kreisplattenkondensators der Dicke $L_D/2$ an [24].

Aus Glg. (52) folgt für die wirksame Gesamtinduktivität des T-Vierpols der Abb. 9e aus $\omega^2 = 1/L_{ges}C$

$$L_{ges} = \frac{L_F + \frac{L_W}{4} + L_F\frac{L_W}{2L_r}(1 - \cos\mu)}{1 + \frac{L_W}{2L_r}(1 - \cos\mu)} \quad . \tag{73}$$

Als Näherung für die induktive Belastung der inhomogenen $\lambda/4$-Leitung sei L_L gegeben durch

$$L_L = L_{ges} - L_F \quad , \tag{74}$$

wobei sowohl L_{ges}, als auch die wirksame Fußinduktivität L_F sich in erster Näherung aus der unbelasteten Leitung bestimmen sollen.

War der azimutale Wandstrom beim reinen Hohlleiter cosinusförmig verteilt, so wollen wir für die Berechnung der Wandinduktivität L_w von einem konstanten Stromverlauf ausgehen. Dieser soll durch den Faktor $\pi/2$ berücksichtigt werden, wobei sich $2/\pi$ gerade als Mittelung über eine Viertelperiode des Cosinus im Intervall des Argumentes zwischen O und $\pi/2$ ergibt. Für L_w gelte dann mit Glg. (46)

$$L_w = \frac{\pi}{2} L_o = \frac{\pi}{2} \frac{\mu}{\beta\lambda/2} \frac{1}{\sin\mu} \frac{\mu_o}{\gamma_{11}^2} \quad . \tag{75}$$

Entsprechend dem unter Abschnitt 3.3 ausgeführten ist $2\mu/\beta\lambda$ gerade der Phasenvorschub pro Einheitslänge. μ_o ist die magnetische Feldkonstante und für γ_{11} gilt insbesondere

$$\gamma_{11} = \frac{1.841}{R} \tag{76}$$

mit R als Resonatorradius.

Zur Berechnung der axialen Induktivität L_r betrachtet man zunächst einen Hohlleiter der Abb. 16, bei welchem die Parallelkapazität C_p durch zwei sich gegenüberstehende planparallele Platten gegeben ist. Die Parallelinduktivität L_p, die für das axiale Magnetfeld verantwortlich zeichnet, ist dann durch die Parallelschaltung der zwei Stromschleifen A und B gegeben. Die cut-off-Frequenz bei $\mu = O$ ist dann gerade durch C_p und L_p bestimmt. Entfernt man die Seitenwände, so existiert keine Parallelinduktivität mehr, und der Hohlleiter entartet zu einer aus zwei parallelen Platten bestehenden Leitung mit Wellenfortpflanzung in TEM-Mode [25,26]. Für $\mu \to O$

geht dann auch die Betriebsfrequenz gegen Null. Für TEM-Betrieb muß dann aber gerade eine Serieninduktivität L_s, die für transversale Magnetfelder notwendig ist, existieren (Abb. 16), und aus dem weiter oben gesagten folgt dann gerade

$$L_s' \, C_p' = \frac{1}{c^2} \quad , \tag{77}$$

d.h. das Vorhandensein eines transversalen elektrischen Feldes bedingt immer das gleichzeitige Auftreten einer Serieninduktivität, die in das Dispersionsverhalten des Hohlleiters oder Resonators eingeht.

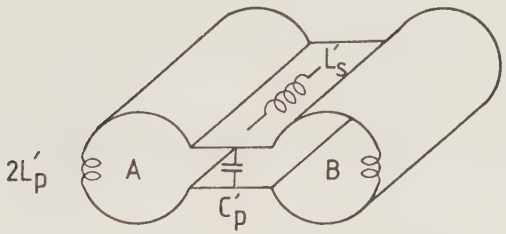


Abb. 16: Zur Berechnung des Serieninduktivitätsbelages L_s' aus dem transversalen Kapazitätsbelag C_p'

Angewendet auf die IH-Struktur mit einzelnen Stützen, bei der das transversale E-Feld im wesentlichen durch die sich gegenüberstehenden Füße erzeugt wird, folgt dann

$$L_r = \beta\lambda/2 \cdot L_r' = \frac{1}{C_F' \, c^2} \cdot \beta\lambda/2 \tag{78}$$

mit

$$C_F' = 2 \, C_F/\beta\lambda \quad . \tag{79}$$

Durch Einsetzen der Lastkapazität C_L (Glg. (71)) und der Lastinduktivität L_L (Glg. (74)) in Gleichung (63) erhält man die verlängerte elektrische Leitungslänge l^* und durch Integration der Fußbeläge unter Berücksichtigung der geänderten Strom-Spannungs-Verteilung (Glgn. (64), (65)) schließlich die belastete Fußkapazität C_F und -induktivität L_F. Die gesamte Betriebskapazität C ergibt sich dann zu

$$C = C_F + C_L \quad . \tag{80}$$

Durch Einsetzen der nunmehr berechneten konzentrierten Schaltelelmente des Vierpols der Abb. 9e in Gleichung (52) ergeben sich die Frequenzen in Abhängigkeit des Parameters μ.

In der Literatur finden sich trotz vielfältiger Arbeiten über IH-Strukturen nur wenige Untersuchungen und Messungen der Dispersionseigenschaften. Die umfangreichsten Messungen stammen von der Universität Lyon [17,27]. Hier wurde insbesondere die Abhängigkeit der Resonanzfrequenzen von Periodenlänge $\beta\lambda/2$, Driftröhrenkapazität, Stützen- und Resonatordurchmesser für eine Vielzahl von Kombinationsmöglichkeiten experimentell bestimmt.

Eine Auswahl von repräsentativen Ergebnissen von M. Bres et al. [17] zusammen mit den Ergebnissen der vorstehenden Theorie finden sich in Abb. 17 und 18. Abbildung 17 zeigt die Dispersionseigenschaften für unterschiedliche Periodenlängen für konstanten Resonator-, Stützen- und Driftröhrenaußendurchmesser. Das Verhältnis Spaltweite zu Periodenlänge beträgt jeweils 0,5. Die Frequenzaufspaltung für kleine $\beta\lambda/2$ erweist sich wegen kleinerer Resonatorlängen bei gegebenem μ als größer verglichen mit großen Periodenlängen und entsprechend großer Tanklänge. Die Theorie bestätigt die experimentellen Messungen in der Umgebung der O-Mode im Bereich ±3%. Die Abweichung für die π/2-Mode beträgt ±10%. Dies erscheint in Anbetracht der Möglichkeit, mit einem Programm das gesamte Modenspektrum zu berechnen als befriedigend. Die Grenzen der Theorie zeigen sich erst jenseits der π/2-Mode, so daß auf

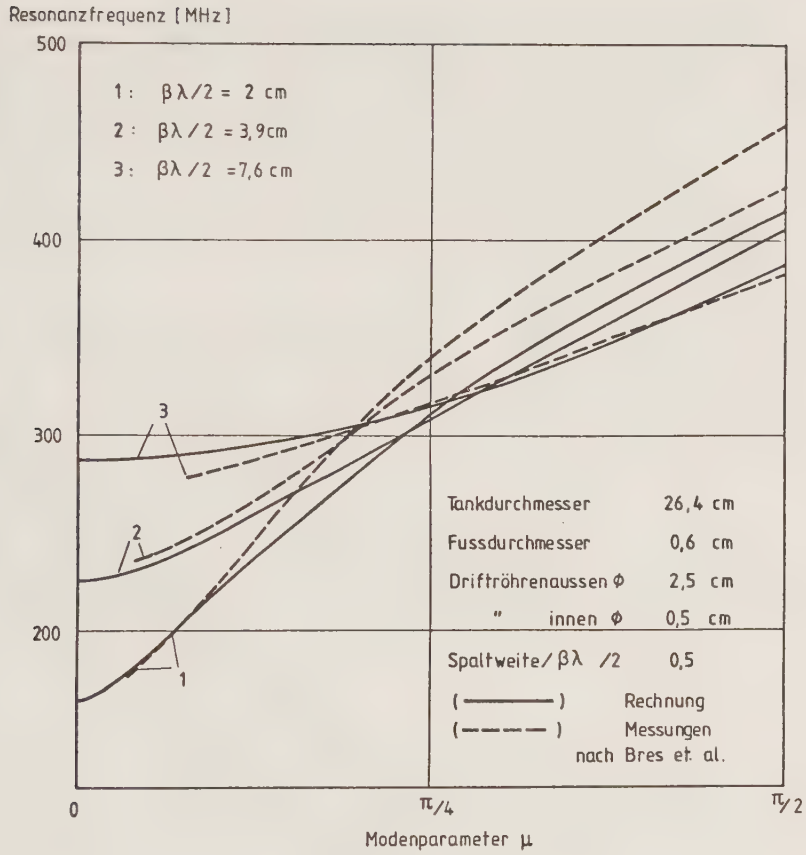


Abb. 17: Theoretische und gemessene Dispersion für unterschiedliche Periodenlängen

eine Anführung der experimentellen und theoretischen Ergebnisse für die Moden zwischen $\mu = \pi/2$ und $\mu = \pi$ verzichtet wurde. In diesem Bereich scheinen sich die speziellen Eigenschaften der IH-Struktur-Moden durch Kopplung mit den TM-

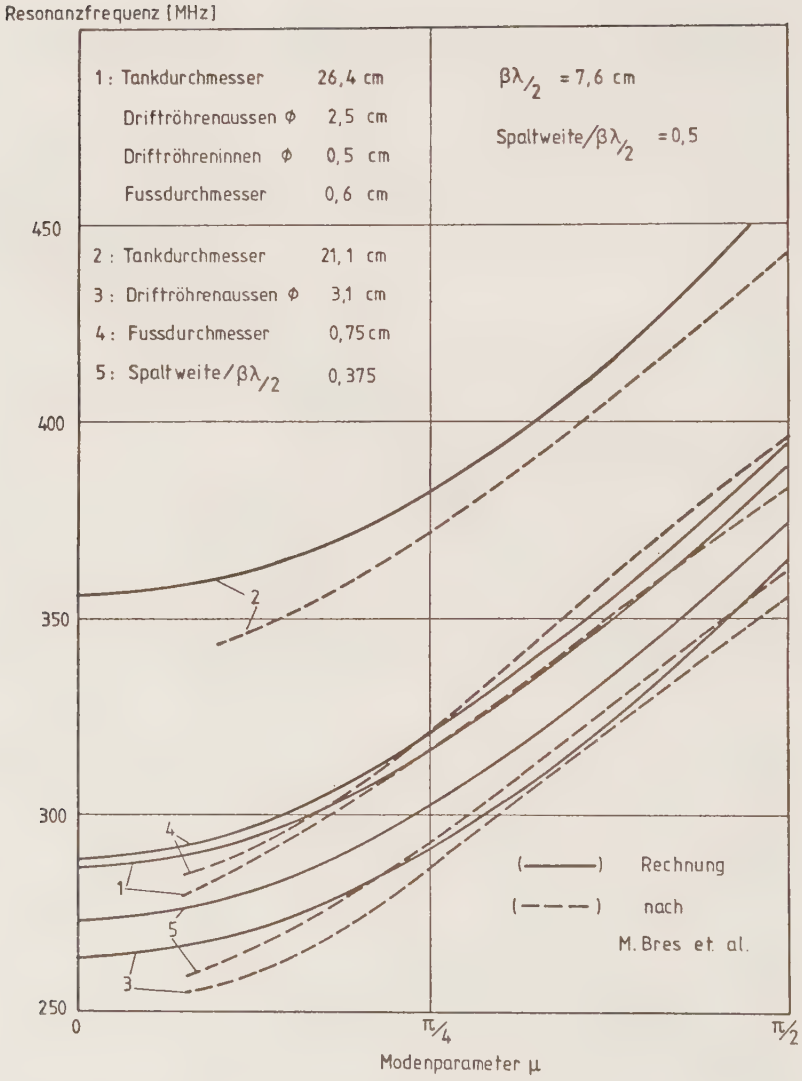


Abb. 18: Theoretische und gemessene Dispersion für verschiedene geometrische Parameter bei gegebener Periodenlänge

Modeneigenschaften von Alvarezstrukturen zu vermischen. Durch Variation von Stützen-, Driftröhren- und Resonatordurchmesser und dem Verhältnis von Spaltweite zu $\beta\lambda/2$ bei konstanter Periodenlänge wird im wesentlichen nur die Lage der Dispersionskurve in Abb. 18, nicht aber ihre Form verändert. In Übereinstimmung mit den Rechnungen steigt die Frequenz mit abnehmendem Tank- und zunehmendem Stützendurchmesser, während sich ein Absinken der Frequenz für zunehmende Spaltkapazität ergibt.

Im nächsten Abschnitt sollen nun Güte und Effektivität von IH-Strukturen bestimmt werden.

3.5 Berechnung von Effektivität und Güte

Zum Vergleich linearer Beschleunigerstrukturen, die in Resonanz betrieben werden, werden im allgemeinen der R_p-Wert, die Shuntimpedanz η und die Resonatorgüte Q_o herangezogen. Nach einer kurzen Einführung sollen diese Größen aus den geometrischen Parametern der jeweils betrachteten IH-Strukturen bestimmt werden.

Der Gütefaktor Q_o ist allgemein definiert als Verhältnis der gesamten im Resonator gespeicherten Energie W und der im Zeitmittel im Resonator verbrauchten Wirkleistung P multipliziert mit der Resonanzkreisfrequenz ω.

$$Q_o = \frac{\omega W}{P} \tag{81}$$

Q_o ist zudem ein Maß für die Breite der Resonanzkurve (bei vom Sender weitgehend entkoppeltem Resonator) und damit für die Größe der Resonanzüberhöhung, die ja gerade zur Erzeugung hoher Spannungen ausgenutzt wird. Hohe Güten sind daher Voraussetzung für effektive Strukturen.

Der R_{p_o}-Wert ist definiert als der Quotient aus dem Quadrat der Amplitude der Gesamtbeschleunigungsspannung U_{ges} und der im Zeitmittel dem Resonator zugeführten Verlustleistung.

$$R_{p_o} = \frac{U_{ges}^2}{P} \tag{82}$$

Ein zu beschleunigendes Teilchen "sieht" jedoch wegen endlicher Spaltbreiten und wechselnder Beschleunigungsphasen in den Beschleunigungszellen nur einen Teil (U_{eff}) der gesamten Potentialdifferenz. Das Verhältnis ist als Transittimefaktor definiert.

$$TT = \frac{U_{eff}}{U_{ges}} \tag{83}$$

Für den geometrischen Transittimefaktor läßt sich folgende Näherungsformel angeben [28]

$$TT_g = \frac{\sin((g + 0.85r_i)\pi/\beta\lambda)}{(g + 0.85r_i)\pi/\beta\lambda} \cdot \frac{1}{I_o(2\pi r_{ap}/\beta\lambda)} \quad . \tag{84}$$

Hier ist g die Spaltweite, r_i der Krümmungsradius der Driftröhren an der Apertur, r_{ap} der Aperturradius und I_o die modifizierte Besselfunktion nullter Ordnung.

Entsprechend dem R_{p_o}-Wert läßt sich ein $R_{p_{eff}}$-Wert definieren:

$$R_{p_{eff}} = R_{p_o} \cdot TT^2 = \frac{U_{eff}^2}{P} \tag{85}$$

Zum Vergleich der Effektivitäten unterschiedlich langer Strukturen wird die Shuntimpedanz η_o bzw. die effektive Shuntimpedanz η_{eff} benutzt

$$\eta_o = \frac{U_{ges}^2}{P \cdot L} = \frac{R_{p_o}}{L} \; ; \quad \eta_{eff} = \eta_o \cdot TT^2 \quad . \tag{86}$$

L ist hier die Resonatorlänge. In R_p-Wert und Shuntimpedanz, sowie in die Güte gehen neben der Feldverteilung, die sich aus angeregter Mode und den geometrischen Parametern bestimmt, im wesentlichen die Leitfähigkeit und eventuelle Übergangswiderstände des stromführenden Materials ein. Die Quotienten R_{p_o}/Q_o, $R_{p_{eff}}/Q_o$, η_o/Q_o, η_{eff}/Q_o sind jedoch unabhängig von

den jeweiligen Verlusten und geben an, wie die vorhandene gespeicherte Energie W in nutzbare Spannung U_{ges} bzw. U_{eff} umgesetzt wird.

Betrachten wir nun wieder einen IH-Resonator mit N identischen $\beta\lambda/2$-Zellen, angeregt in der $\mu = \pi/N$-Mode, so lassen sich die Verhältnisse der Ströme in transversaler und axialer Richtung aus der Vierpolkette der Abb. 19 bestimmen. Das Verhältnis k_w von Wandstrom I_w zum Strom I_F auf der Stütze folgt aus der Parallelschaltung der Zweige und Einsetzen von $\omega = f(\mu)$ aus Glg. (52) zu

$$k_w = \frac{I_w}{I_F} = \frac{\frac{1}{\omega^2 C} - L_F}{\frac{L_w}{4}} = \frac{1}{1 + \frac{L_w}{2L_r}(1 - \cos\mu)} \quad . \qquad (87)$$

Im Nenner steht hier der für die Dispersionsbeziehung einer Leitung mit quergeschalteter Induktivität typische Quotient aus Quer- zu Längsinduktivität.

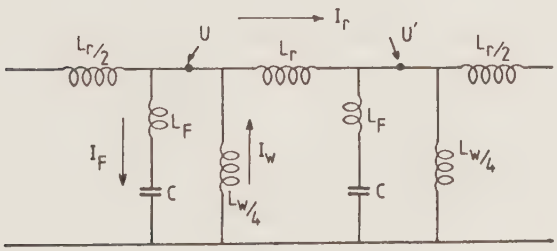


Abb. 19: Verteilung der Vierpol-Ströme in transversaler und longitudinaler Richtung

Das Verhältnis k_r von maximalem Längsstrom I_r zu maximalem I_F im gesamten betrachteten Resonator folgt aus der Differenz der Spannungen U und U' aus Abb. 19.

$$\frac{I_r}{I_F} = \frac{(L_F - \frac{1}{\omega^2 C})(\sin(n+\frac{1}{2})\mu - \sin(n-\frac{1}{2})\mu)}{L_r} \qquad (88)$$

Hier ist die sinusförmige Spannungsverteilung als Funktion des Zellenindex n durch Glg. (36) gegeben. Einsetzen der Kreisfrequenz und Auflösen führt auf

$$\frac{I_r}{I_F} = \frac{\frac{L_w}{2L_r} \sin \mu/2}{1 + \frac{L_w}{2L_r}(1 - \cos\mu)} \cdot \cos n\mu \quad . \qquad (89)$$

I_r/I_F ist cosinusförmig entlang des Resonators verteilt, demnach an den Enden maximal und in der Mitte des Resoantors gerade Null. Dies entspricht dem Verhalten des leeren Hohlraums. Das mittlere Verhältnis I_r/I_F für die $\beta\lambda/2$-Zelle mit Index n ergibt sich weiter zu

$$\frac{I_r}{I_F} = \frac{\frac{L_w}{2L_r} \sin \mu/2 \cos \mu/2}{1 + \frac{L_w}{2L_r}(1 - \cos\mu)} \cdot \cos(n-\frac{1}{2})\mu \quad . \qquad (90)$$

Für k_r folgt dann

$$k_r = \frac{\frac{L_w}{2L_r} \sin \mu/2 \cos \mu/2}{1 + \frac{L_w}{2L_r}(1 - \cos\mu)} \quad . \qquad (91)$$

Für $\mu \to 0$ verschwindet dann gerade der axiale Strom, für kleine L_r steigt k_r jeweils an. Große Fußkapazitäten bedingen daher wegen Glg. (78) kleine Längsinduktivitäten und eine Zunahme des axialen Stroms zu Lasten des Wandstroms. Dies kann, neben zusätzlicher Verluste, wegen eines kleineren axialen Magnetfelds zu einer geringeren Effektivität der Struktur führen.

Bei der Berechnung der Verluste muß wegen der hohen Betriebsfrequenzen im MHz-Bereich der Skineffekt berücksichtigt werden. Anstelle der realen Stromverteilung rechnet man in der Praxis mit der Stromverteilung eines Zweischichtleiters. Dieser besteht aus der leitenden Oberflächenschicht der Dicke δ, die gleichmäßige Stromverteilung aufweist. Der darunterliegende Körper ist feld- und stromfrei. δ heißt äquivalente Leitschichtdicke und ist gegeben durch

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_o \mu_r \omega \sigma}} \quad , \tag{92}$$

mit σ als spezifischer Leitfähigkeit des Materials.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit betrachten wir nun für ungerade N die mittlere Beschleunigerzelle. Die Verlustleistung im Zeitmittel auf der Driftröhrenstütze berechnet sich unter Berücksichtigung der verlängerten elektrischen Leitungslänge zu

$$\begin{aligned} P_F &= \frac{I_F^2}{2} \cdot \frac{1}{\pi a \delta \sigma} \int_{l_1}^{l_1+l} \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{l'}{l^*} \, dl' \\ &= \frac{I_F^2}{2} \cdot \frac{1}{\pi a \delta \sigma} \left(\frac{l}{2} + \frac{l^*}{2\pi} \left(\sin \frac{\pi}{l^*} (l_1 + l) - \sin \frac{\pi}{l^*} l_1 \right) \right) . \end{aligned} \tag{93}$$

Hier bezeichnet a den Stützendurchmesser, I_F die Amplitude des Stroms auf der Stütze, l_1, l_2 die induktive bzw. kapazitive Leitungsverlängerung, l die geometrische Fußlänge und l^* die elektrische Leitungslänge.

Für die zeitlich gemittelten Verluste auf den Wänden der mittleren $\beta\lambda/2$-Zelle gilt wiederum unter Berücksichtigung der Leitungsverlängerung

$$P_W = \frac{k_w^2 I_F^2}{2} \cdot \frac{\pi D}{8 \beta \lambda \delta \sigma} \cdot \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{l_1}{l^*} \quad . \tag{94}$$

Hier steht D für den Tankdurchmesser. Insbesondere wurde die Stromverzweigung vom Fuß auf die Resonatorwände berücksichtigt.

Für die axialen zeitlich gemittelten Wandstromverluste der beiden Endzellen kann man schreiben:

$$P_r = \frac{k_r^2 \, I_F^2}{2} \cdot \frac{4\beta\lambda}{\pi D \delta \sigma} \cdot \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{l_1}{l^*} \tag{95}$$

Die Strompfadbreite auf Stütze und Wand ist allein schon durch die geometrischen Verhältnisse gegeben. Im Gegensatz dazu ist die Verteilung des axialen Wand- und Endplattenstroms nur für den leeren Hohlraum exakt zu bestimmen. Durch Vergleich mit Messungen sei die Strompfadbreite als Abschätzung durch $\pi \cdot D/4$ gegeben.

Die Verluste pro Endplatte errechnen sich dann analog zu Glg. (95):

$$P_D = \frac{k_r^2 \, I_F^2}{2} \cdot \frac{4}{\pi \delta \sigma} \cdot \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{l_1}{l^*} \tag{96}$$

Die Amplitude der magnetischen Feldenergie, gegeben durch die transversalen Ströme über Stütze und Wand für die mittlere $\beta\lambda/2$-Zelle, folgt durch Integration über die Induktivitätsbeläge L' der Stütze unter Berücksichtigung der Stromverteilung:

$$W_{m_t} = \frac{I_F^2}{2} \int_{l_1}^{l_1+l} L' \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{l'}{l^*} \, dl' + \frac{k_w^2 \, I_F^2}{2} \cdot \frac{L_w}{4} \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{l_1}{l^*} \tag{97}$$

Der zweite Term stellt die in der Wandinduktivität gespeicherte Energie dar.

Die entsprechende transversale elektrische Feldenergie ergibt sich analog zu Glg. (97):

$$W_{e_t} = \frac{U_o^2}{2} \int_{l_1}^{l_1+l} C' \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{l'}{l^*} \, dl' + \frac{U_o^2}{2} C_L \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{l_1+l}{l^*} \right) \tag{98}$$

mit C' als Kapazitätsbelag der Stütze. Der zweite Summand bezeichnet die in der Spaltkapazität gespeicherte Energie, wobei wegen $l^* > l$ nicht die volle Spannung U_o wirksam ist.

Die Amplitude der magnetischen Energie, bedingt durch die axial fließenden Ströme berechnet sich für die Endzellen zu

$$W_{m_r} = \frac{k_r^2 \, I_F^2}{2} L_r \cos^2 \frac{\pi}{2} \frac{l_1}{l^*} \quad . \tag{99}$$

Für die Amplituden der in einer IH-Struktur gespeicherten gesamten magnetischen und elektrischen Feldenergie erhält man weiter mit den Gleichungen (36) und (90):

$$W_m = \sum_{n=1}^{N} (W_{m_t} \sin^2(n - \tfrac{1}{2})\mu + W_{m_r} \cos^2(n - \tfrac{1}{2})\mu) \tag{100}$$

$$W_e = \sum_{n=1}^{N} W_{e_t} \sin^2(n - \tfrac{1}{2})\mu \tag{101}$$

Die gesamte Verlustleistung P im Zeitmittel folgt entsprechend zu

$$P = \sum_{n=1}^{N} [(P_F + P_W)\sin^2(n - \tfrac{1}{2})\mu + P_r \cos^2(n - \tfrac{1}{2})\mu] + 2P_D \quad . \tag{102}$$

Für eine homogene Leitung läßt sich der Quotient von Strom und Spannung über den Wellenwiderstand aus der Leitungsgeometrie bestimmen. Im vorliegenden Fall berechnen wir das Verhältnis von U_o^2/I_F^2 über die Äquivalenz von gespeicherter elektrischer und magnetischer Energie im Resonanzfall:

$$\frac{U_o^2}{I_F^2} = \frac{W_m/I_F^2}{W_e/U_o^2} \tag{103}$$

Der Quotient auf der rechten Seite läßt sich aus der Geometrie berechnen.

Die gesamte Potentialdifferenz auf der Strahlachse läßt sich ausdrücken durch U_o:

$$U_{ges} = 2 \, U_o \sin(\frac{\pi}{2} \frac{l_1 + l}{l^*}) \sum_{n=1}^{N} \sin(n - \tfrac{1}{2})\mu \tag{104}$$

Für den R_{p_o}-Wert erhalten wir schließlich mit Gleichung (103)

$$R_{p_o} = \frac{U_{ges}^2}{P} = \frac{U_{ges}^2/U_o^2}{P/I_F^2} \cdot \frac{W_m/I_F^2}{W_e/U_o^2} \quad , \tag{105}$$

wobei sich wiederum die auf Strom und Spannung normierten Größen aus den geometrischen Verhältnissen berechnen lassen.

Auf gleiche Weise erhält man die unbelastete Güte

$$Q_o = \frac{\omega W_m}{P} = \frac{\omega\, W_m/I_F^2}{P/I_F^2} \quad . \tag{106}$$

Allein schon aufgrund des aufwendigen Rechenverfahrens zur Bestimmung von Fußkapazität und -induktivität lassen sich keine einfachen analytischen Gleichungen für Güte und Effektivität hinschreiben, die nur Geometrie- und Materialkonstanten enthalten. Mit einigen Näherungen kann man jedoch die vorstehenden Gleichungen stark vereinfachen. Die so gewonnenen Gleichungen für Effektivität und Güte gestatten, wenn auch nur mit Einschränkungen, einen Überblick über die prinzipiellen Eigenschaften der IH-Struktur. Die Näherungen sind im einzelnen:

a) Genügend große Anzahl N von $\beta\lambda/2$-Zellen, entsprechend einer Betriebsmode nahe $\mu = 0$. Daraus resultiert

b) Vernachlässigung aller axialen Ströme, insbesondere keine Berücksichtigung der entsprechenden ohmschen Verluste auf Wand und Endplatten.

c) Annahme eines konstanten Stromes über Wand und Fuß. Dies ist realistisch für lange, stark kapazitiv belastete Strukturen.

Die Summen in den Gleichungen (100-102) können dann durch die entsprechenden Integrale und die Integrale über die Leitungsbeläge in den Glgn. (97), (98) durch die Fußkapazität bzw. -induktivität ersetzt werden. Für die Güte folgt unter den obigen Annahmen

$$Q_o = \omega \frac{L_F + \frac{L_w}{4}}{\frac{1}{\pi a} + \frac{\pi D}{8\beta\lambda}} \cdot \delta\sigma \quad . \tag{107}$$

Eigene Rechnungen (siehe Abbildung 20), wie auch Rechnungen und Messungen anderer Autoren [11,22] zeigen, daß die Induktivität $L_F + L_w/4$ für Moden nahe $\mu = 0$ durch den freien Querschnitt F des Resonators gegeben ist.

$$L_F + \frac{L_w}{4} = \frac{\mu_o F}{8\beta\lambda} \tag{108}$$

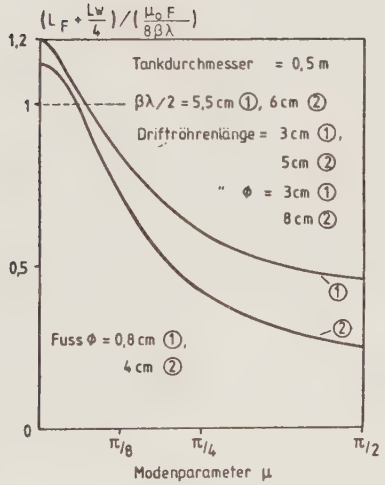


Abb. 20:
Verhältnis der Induktivität $L_F + L_w/4$ zur durch den freien Querschnitt des Resonators gegebenen Induktivität für zwei Beispiele

Die Induktivität läßt sich daher unter den oben angeführten Voraussetzungen nach Art einer langen Spule in erster Näherung auf einfachste Art berechnen. Setzt man noch $2l = D$, so folgt der von R. Oberschmid [22] angegebene Ausdruck für die Güte

$$Q_o = \frac{\omega \mu_o V \delta \sigma}{L \alpha D (\pi+2)} \tag{109}$$

mit dem Mittelwert α der Strompfadverengung, der den geringeren Leitungsquerschnitt der Stütze gegenüber der Wand berücksichtigt.

$$\alpha = \frac{\frac{4\beta\lambda}{\pi a} + \pi}{\pi + 2} \qquad (110)$$

V ist das freie Volumen des Resonators und L wieder die Tanklänge.

Analog stellt sich die Shuntimpedanz η_o dar als [13,22]

$$\eta_o = \frac{N^2}{L^2} \gamma_o \frac{F^2}{2 \alpha D(\pi+2)} \sqrt{2 \sigma \mu_o^3 \omega^3} \qquad (111)$$

mit $\gamma_o = 8/\pi^2$. Dieser Faktor folgt aus der sinusförmigen axialen Feldverteilung.

Der Faktor N^2/L^2 ist umgekehrt proportional dem Quadrat der Teilchengeschwindigkeit β und führt zu einem Anwachsen der Shuntimpedanz η_o für kleine Teilchenenergien. Aus diesem Grund ist der IH-Resonator in erster Linie eine "low β"-Struktur. Wie wir sehen werden, erreicht sie jedoch auch für Teilchenenergien T > 3-5 MeV/N im Vergleich zu anderen Strukturen hervorragende Werte.

Für eine im Maßstab m vergrößerte bzw. verkleinerte Struktur lassen sich aus den obigen Gleichungen nützliche Skalierungsgesetze herleiten. Diese lauten

$$\begin{aligned} \omega &\sim 1/m \\ \eta_o &\sim 1/\sqrt{m} \\ R_{po} &\sim \sqrt{m} \\ Q_o &\sim \sqrt{m} \quad , \end{aligned} \qquad (112)$$

und erlauben eine erste Optimierung von IH-Strukturen (siehe nächstes Kapitel).

4. Optimierung von IH-Strukturen

Beim Bau von Beschleunigern existieren neben den von vorne herein festgelegten Betriebsgrößen auch Parameter, die im Prinzip frei wählbar sind und deshalb eine Optimierung hinsichtlich der Effektivität gestatten, um die Betriebskosten der Struktur so niedrig wie möglich zu halten. Im Gegensatz zu Spiral- oder Splitringresonatoren [4,21] ist jedoch die Anzahl dieser freien Parameter bei der IH-Struktur geringer; z.B. ist die Länge der Stützen durch Tank- und Driftröhrenaußendurchmesser festgelegt und kann nicht wie bei o.a. Strukturen über einen großen Bereich verändert werden. Der Spielraum zur Optimierung der IH-Resonatoren ist deshalb schon aus diesem Grund beschränkt.

Im folgenden sollen die verbleibenden Optimierungsmöglichkeiten für zwei in der Praxis häufig auftretende Fälle untersucht werden. Die gefundenen Resultate müssen jedoch wegen der im vorigen Abschnitt gemachten Näherungen mit Vorsicht behandelt werden und bedürfen im konkreten Fall einer genaueren Betrachtung. Dies gilt insbesondere für kurze Resonatoren, da bei diesen die axialen Verluste nicht mehr vernachlässigt werden können.

a) Optimierung bei vorgegebener Teilchengeschwindigkeit β und Betriebsfrequenz ω

Aus Gleichung (111) folgt

$$\eta_o \sim \frac{F^2}{\alpha D} \sim \frac{D^3}{\alpha} \quad , \tag{113}$$

wenn man in erster Näherung die freie Querschnittsfläche F durch das Quadrat des Resonatordurchmessers ersetzt. Die Proportionalität von η_o mit der dritten Potenz des Durchmessers erscheint jedoch nur auf den ersten Blick attraktiv, denn wegen Glg. (108) ist die Induktivität für lange Strukturen durch das Quadrat des Tankdurchmessers und die hier festgelegte Periodenlänge gegeben, und bei Vergrößern von D muß

deshalb die Gesamtkapazität drastisch reduziert werden, um die Frequenz konstant zu halten. Dies kann wegen der logarithmischen Abhängigkeit der Fußkapazität vom Fußdurchmesser im wesentlichen nur durch Verkleinern der Spaltkapazitäten erreicht werden. Dies wiederum führt schnell zu für die Praxis zu kleinen Drifttröhrenabmessungen.

Durch Vergrößern der Stützendurchmesser oder durch Einbau massiver, durchgehender Drifttröhrenträger nach Art des Münchner Nachbeschleunigers [10] kann zudem der Mittelwert der Strompfadverengung verkleinert werden, was eine Reduzierung der Verluste auf den Füßen zur Folge hat. Abbildung 21 zeigt ein diesbezügliches mit Hilfe der vollständigen Theorie berechnetes Beispiel für eine kapazitiv schwach belastete Struktur, wobei die Abszissen- und Ordinatenwerte auf D normiert aufgetragen sind. Obwohl die auf die Güte bezogene Effektivität mit zunehmendem Fußdurchmesser abnimmt, resultiert wegen

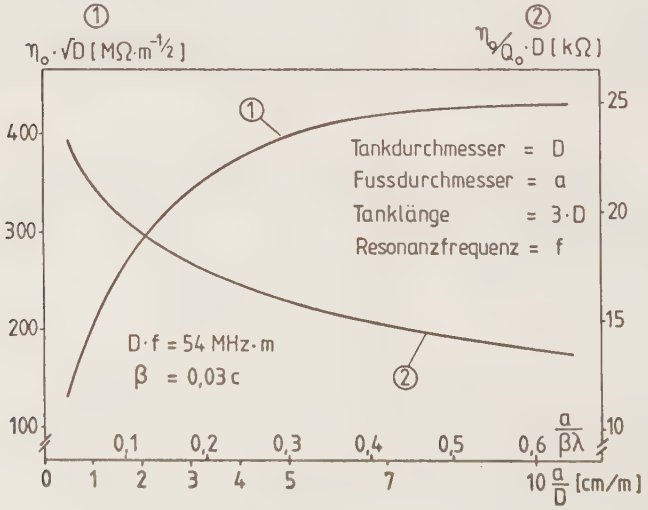


Abb. 21: Normierte Shuntimpedanz η_o und η_o/Q_o als Funktion des Verhältnisses von Fußdurchmesser zu $\beta\lambda$ für eine ausgewählte schwach kapazitiv belastete Struktur

der geringeren Verluste auf der Struktur ein Anstieg von η_o. Weitere Rechnungen zeigen jedoch, daß für stark kapazitiv belastete und kurze Strukturen bei zunehmendem Durchmesser der Stützen die axialen Verluste stark zunehmen und die Effektivität ein Maximum durchläuft, das von Fall zu Fall konkret bestimmt werden muß.

b) Optimierung bei festgelegter Teilchengeschwindigkeit β und Tankdurchmesser D

Ersetzt man den Faktor N^2/L^2 in Gleichung (111) durch β und ω so erhält man

$$\eta_o \sim \frac{\omega^{7/2}}{\alpha} \quad , \tag{114}$$

und für die Induktivität (Glg. (108))

$$L_F + \frac{L_w}{4} \sim \omega \quad . \tag{115}$$

Zum Erreichen größerer Betriebsfrequenzen muß, bei möglichst kleinem α, wiederum die Gesamtkapazität vermindert werden, und es gelten die gleichen Betrachtungen wie unter Fall a).

Zusammenfassend erreicht man maximale Effektivitäten bei gegebenem β durch hohe Frequenzen bei großen Tankdurchmessern. Dies bedingt aber gerade minimale kapazitive Last durch die Drifträhren. Aus diesem Grund ist es nötig vor einer Optimierung für ein gegebenes Problem die Abmessungen der Drifträhren festzulegen. In die Abmessungen gehen neben teilchendynamischen Überlegungen (Einbau von fokussierenden Elementen), der Transittimefaktor im Spalt, die benötigte Strahlapertur und die Spannungsfestigkeit unter Hochleistung ein [4,29]. Zudem legt die thermische Belastbarkeit des gesamten Aufbaus unter Hochleistung die untere Grenze der geometrischen Parameter fest. Bei Berücksichtigung aller vorstehenden Faktoren wird dann im allgemeinen nur wenig Spielraum zur Optimierung vorhanden sein.

Berücksichtigt man zudem die axialen Verluste, so nehmen Güte und Shuntimpedanz für kleinere Tanklängen ab (Abb. 22). Aus Gründen der Feldstabilität bedingen jedoch lange Resonatortanks, insbesondere wenn die Länge die Größenordnung der Vakuumwellenlänge der Betriebsfrequenz erreicht, kleine Fertigungstoleranzen oder machen gar eine stabile axiale Feldverteilung unmöglich [30]. Dies liegt an der Tatsache, daß für kleine μ der Abstand zu benachbarten Moden zu klein wird, so daß wegen geometrischer Asymmetrien Modenmischung eintritt (siehe auch Kapitel 5).

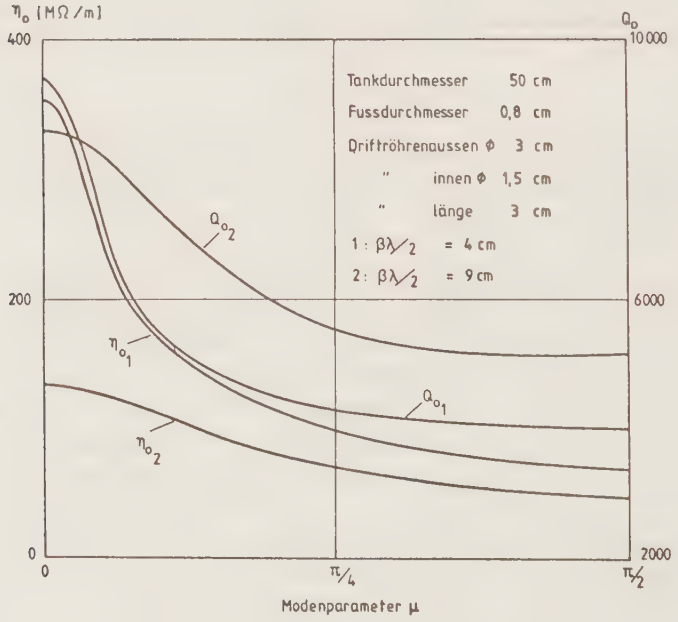


Abb. 22: Beispiel der Abhängigkeit von Güte und Shuntimpedanz als Funktion des Modenparameters μ

Aus teilchendynamischen Gründen und Gründen einer gleichmäßigeren Verteilung der axialen Feldstärken ist es meist wünschenswert einen konstanten axialen Feldverlauf ("Flatness") zu erreichen. Eine theoretische Betrachtung hierzu findet sich im nächsten Abschnitt, die entsprechenden Messungen in Abschnitt 7.4.

5. Betrachtungen zur axialen Feldverteilung

Für eine symmetrische Anordnung von identischen $\beta\lambda/2$-Zellen wurden in Kapitel 3 die konzentrierten Schaltelemente des T-Vierpols (Abb. 9e) aus den geometrischen Parametern der Struktur bestimmt. In der Praxis muß jedoch wegen der zunehmenden Teilchengeschwindigkeit der Ionen im Resonator im allgemeinen die Driftröhrenkonfiguration angepaßt werden. Dies führt auf eine nicht mehr homogene Kapazitätsverteilung bei zunehmenden Abständen der Stützen und zu einer Konzentration der Spaltspannungen im Bereich der großen Zellenkapazitäten. Für den symmetrischen Aufbau und für reale Strukturen ist es wünschenswert die ungleichmäßige axiale Spannungsverteilung zu begradigen ("Flatness"). Dies sorgt neben einer Herabsetzung der Spitzenfeldstärke i.a. auch für eine gleichmäßigere Verteilung der HF-Verluste im Resonator und ist zudem aus teilchendynamischen Gründen von Bedeutung. Zu einer derartigen Feldmanipulation existieren mehrere Möglichkeiten, die zum Teil schon in Hochleistungsresonatoren angewandt werden. Diese Alternativen sollen im folgenden kurz skizziert werden. Sie unterscheiden sich grob in kapazitive und induktive Manipulationen, wobei erstere zum Teil zu einer drastischen Einbuße an Effektivität und Güte führen. Experimentelle Untersuchungen finden sich hierzu in Abschnitt 7.4.

Kapazitive Änderung der Feldverteilung

a) Durch überhöhte Spaltkapazitäten in den beiden Endzellen (Abb. 23a) kann bei nicht zu großer Anzahl der Zellen ($N < 10$) ein konstanter axialer Spannungsverlauf erreicht werden. Wählt man einen Aufbau der IH-Struktur mit durchgehenden Driftröhrenträgern, so ist dies gleichbedeutend mit einem kleinen Abstand zwischen Träger und Endplatte. Der gleiche Effekt kann aber auch durch kapazitive Endtuner erreicht werden (Abb. 23a). Dies wurde zum Beispiel in Japan [31], aber auch an Four-Vane-RFQ-Strukturen (TE(211)-Mode) [30] untersucht.

b) Durch überhöhte Spaltkapazitäten jeweils einer der ersten bzw. letzten Zellen der Struktur (Abb. 23b) kann eine befriedigende Flatness auch für N > 10 erreicht werden. Die aus der größeren Kapazität resultierenden großen Drifröhrendurchmesser könnten z.B. zur Aufnahme von Strahlführungselementen dienen.

c) Am Münchner Nachbeschleuniger "Schwein" [32] und am hiesigen Institut [13] konnte Flatness auch bei einem realen Geschwindigkeitsprofil durch zum Rand der Struktur hin ansteigende Kapazitäten der $\beta\lambda/2$-Zellen erreicht werden (Abb. 23c).

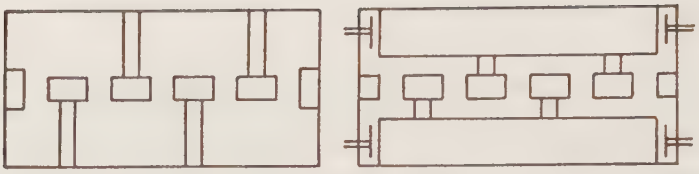
Das Verhältnis von größter zu kleinster Spaltkapazität nimmt von Fall a über b nach c ab. Bei gleichbleibendem Fußdurchmesser erreicht man daher bei Alternative c die beste Verlustleistung längs des Resonators. Nachwievor treten jedoch überhöhte Verluste gerade an den Strukturrändern auf. Zusammen mit einer gegenüber einem sinusförmigen Feldverlauf größeren Gesamtkapazität führt dies zu einer Absenkung der Frequenz und zu Effektivitätseinbußen von 15-30%.

Induktive Änderung der Feldverteilung

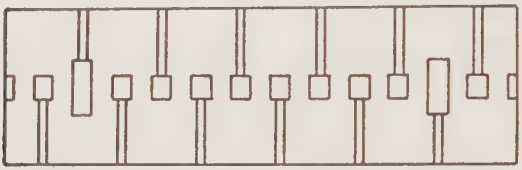
Ein axial konstanter Spannungsverlauf kann auch erreicht werden durch

d) eine geeignete Formgebung (Abb. 23d) der durchgehenden, massiven Driftröhrenträgern (zunehmende Trägerlänge von der Resonatorwand in Richtung Strahlachse) [6]. Wegen des verengten Strompfades von der Wand auf den Träger ist jedoch auch hier mit zusätzlichen Verlusten und einer Verringerung der Effektivität zu rechnen.

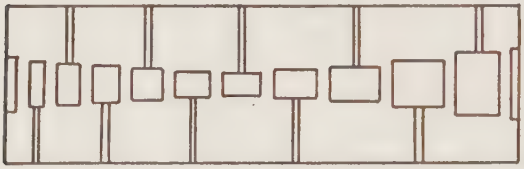
e) einen zum Rand der Struktur hin zunehmenden Resonatordurchmesser (Abb. 23e) [33]. Dies führt zwar zu einer wünschenswerten Effektivitätssteigerung, ist jedoch wegen des großen mechanischen Aufwandes wenig praktikabel.



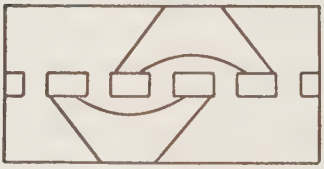
a: kapazitives Tunen der Endzellen



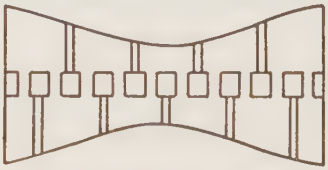
b: kapazitives Tunen von Randzellen



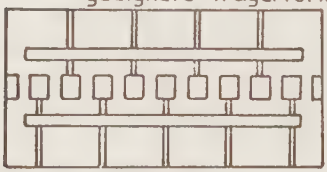
c: kapazitives Tunen (kontinuierlich) bei realem β-Profil



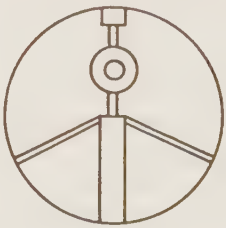
d: induktives Tunen durch geeignete Trägerform



e: Variation des Tankdurchmessers



f: Stabilitätsleisten



g: "Flügeltuner" (hier bei asymmetrischem Aufbau [36])

Abb. 23: Kapazitive und induktive Methoden, mit denen eine teilweise oder vollständige Begradigung des axialen Spannungsverlaufs erreicht werden kann.

f) das Anbringen von Stabilitätsleisten in Driftröhrennähe bei einem Aufbau der Struktur mit einzelnen Stützen (Abb. 23f) [34,35]. Wegen der gemischten kapazitiven und induktiven Wirkung tritt nahezu keine Frequenzänderung bei gleichbleibender Güte und Effektivität ein (s. Abschnitt 7.4). Gleichzeitig erreicht man durch das Verbinden der Füße einer Strukturreihe eine gute mechanische Stabilität. Eine Hochleistungsstruktur mit derartigen Leisten ist in Kapitel 8 beschrieben.

g) Durch das Anbringen von "Flügeltunern" (Abb. 23g) zwischen Struktur und Resonatorwand an der Eingangsseite des Resonators konnten die bei einem realen Geschwindigkeitsprofil auftretenden überhöhten Spannungen erniedrigt werden [36]. Die Tuner nehmen Einfluß auf die Magnetfeldverteilung am Rand der Struktur und verhindern zum Teil den auftretenden Streufluß des Magnetfeldes im Raum zwischen den Einzelfüßen. Güte und Shuntimpedanz blieben unverändert, die Frequenz stieg jedoch wegen des kleineren effektiven Resonatorquerschnitts um 10% an.

Das in Kapitel 3 beschriebene Schwingkreismodell bietet die Möglichkeit, durch Abändern einzelner Vierpolgrößen die Wirkung auf den Feldverlauf und die Eigenfrequenz zu untersuchen. Dies führt auf die Untersuchung von gekoppelten, nun nicht mehr identischen Kreisen und soll im folgenden für die Fälle a und f dargestellt werden. Beide Realisierungsmöglichkeiten haben gemeinsam, daß sich nur die Parameter der jeweiligen Endzellen von den übrigen, ansonsten aber identischen Zellen unterscheiden.

Für jeden Vierpol der Abb. 10 läßt sich nun wieder eine 2x2-Matrix aufstellen, die die Transformation von Eingangsstrom und -spannung in die Ausgangsgrößen beschreibt. Benutzen wir die Bezeichnungen des Vierpols in Abb. 9e, so lauten die Matrixelemente [19]

$$a_{11} = a_{22} = \cos\mu = 1 + \frac{L_r}{2}\left(\frac{4}{L_w} + \frac{1}{L_F - \frac{1}{\omega^2 C}}\right)$$

$$a_{12} = \frac{1}{j\omega}\left(\frac{4}{L_w} + \frac{1}{L_F - \frac{1}{\omega^2 C}}\right) \qquad (116)$$

$$a_{21} = j\omega\left(L_r + \frac{L_r^2}{4}\left(\frac{4}{L_w} + \frac{1}{L_F - \frac{1}{\omega^2 C}}\right)\right) .$$

Mit gestrichenen Größen wollen wir zudem die Matrixelemente der ersten und N-ten Zelle bezeichnen. Durch Multiplikation aller N Vierpolmatrizen, wobei die mittleren identisch sind, und unter Berücksichtigung der Gleichung (42) erhält man die Gesamtmatrix der Schwingreiskette. Deren Halbspur ergibt sich zu

$$1/2\ \mathrm{Sp} = \cos(N-2)\mu\cdot(2\cos^2\mu'-1) + \ldots \qquad (117)$$

$$+\left(\frac{L_r}{L_r'}(\cos\mu'-1)(\cos\mu+1) + \frac{L_r'}{L_r}(\cos\mu-1)(\cos\mu'+1)\right)\frac{\sin(N-2)\mu}{\sin\mu}\cos\mu' .$$

Die Eigenfrequenzen ω in Einklang mit den Randbedingungen folgen dann aus

$$1/2\ \mathrm{Sp} = \pm 1 \quad . \qquad (118)$$

Die Halbspur der Gesamtmatrix hängt in komplizierter Weise von der Frequenz ab, aber nur die Werte für ω die zusätzlich Gleichung (118) erfüllen, kennzeichnen die verschiedenen Moden, die in der Schwingkreiskette angeregt werden können. Für N identische Vierpole entspricht der Grundmode in einem IH-Resonator gerade der Wert -1 der Halbspur, auf den wir uns bei der folgenden Betrachtung beschränken wollen. Für 1/2 Sp = -1 ergibt sich im allgemeinen die Möglichkeit, die Schwingkreiskette der Abb. 10 entweder mit Kurzschluß oder offen abzuschließen. Dieser Sachverhalt ist für T-Vierpole ungewöhnlich, läßt sich jedoch wegen des komplizierten Aufbaus der Vierpole, insbesondere aber durch die Parallelschaltung von Induktivität und Kapazität im Querkreis, die auch

Parallelresonanz ermöglicht, erklären. Wegen der physikalischen Randbedingungen (Abschluß durch leitende Endplatten) soll hier jedoch nur 1/2 Sp = -1 bei Kurzschlußbetrieb der Schwingkreiskette betrachtet werden. Mit einem kleinen Computerprogramm lassen sich die Frequenz, sowie die axiale Strom- und Spannungsverteilung berechnen.

Unabhängig von der Anzahl der $\beta\lambda/2$-Zellen der Struktur läßt sich durch eine erhöhte Endzellenkapazität eine konstante Spannungsverteilung erreichen. Trägt man jedoch die Halbspur der Gesamtmatrix gegenüber der Frequenz auf, so nimmt die Steigung der Kurve im Punkt 1/2 Sp = -1 mit zunehmender Zellenzahl N drastisch zu. Gleichzeitig erweist sich die erreichte Feldverteilung als äußerst empfindlich gegenüber auch nur geringfügigen Änderungen der Endzellenkapazität. Dies ist gleichbedeutend mit einer hohen Empfindlichkeit des Systems gegenüber z.B. mechanischen Toleranzen und ist ein bekanntes Phänomen bei langen und schwach gekoppelten Strukturen, die in der Nähe der Null- bzw. π-Mode betrieben werden [37]. Die Ursache ist in diesem Bereich in den kleinen Frequenzabständen zu den Nachbarmoden begründet und erklärt, warum in der Praxis bei einer größeren Anzahl von Zellen keine befriedigende Flatness erreicht werden kann. Ähnlichen Schwierigkeiten begegnet man z.B. bei gegenüber der Vakuumwellenlänge langen Four-Vane-RFQ-Strukturen, die wegen der TE(211)-Betriebsmode ebenfalls einer Feldbegradigung durch Endzellentuner bedürfen [30].

Bei der Berechnung tritt neben einem starken Ansteigen der Verluste auf den Randstützen ein großer axialer Wandstrom im Randbereich der Struktur auf, der auf den Endplatten zu zusätzlichen Verlusten führt. Der axiale Wandstrom für die mittleren Zellen verschwindet jedoch mit Erreichen einer konstanten Spannungsverteilung.

Die Stabilitätsleisten, die jeweils eine Reihe von Stützen in Driftröhrennähe miteinander verbinden, wirken in axialer Richtung nahezu wie ein Kurzschluß. Dies kann im Schwingkreismodell durch die Annahme einer Verringerung der axialen Induktivität L_r im Vierpol der Abb. 9e respräsentiert werden.

Läßt man die Serieninduktivität L_r gegen Null gehen, so stellt sich eine konstante Spannungsverteilung im Grenzfall ein. Der axiale Wandstrom ist jedoch im Gegensatz zu dem oben gesagten nachwievor nahezu cosinusförmig verteilt, und es treten keine überhöhten Randverluste auf. Die Frequenzerhöhung durch Einbringen der Leisten wird durch das Auftreten von Streukapazitäten zwischen Leisten und Driftröhren kompensiert und ergibt in Übereinstimmung mit den Messungen eine nur geringfügig geänderte Eigenfrequenz des Systems. Induktive und kapazitive Wirkung der Leisten sind dafür verantwortlich, daß die konstante Feldverteilung nicht zu Lasten von Güte und Effektivität gehen. Aus diesen Gründen erscheint dieses Konzept geeignet, um Flatness bei einer Struktur mit einzelnen Stützen zu erreichen. Zudem hat sie den Vorteil eines sehr einfachen mechanischen Aufbaus und sorgt für eine erhöhte mechanische Stabilität der Struktur. Insbesondere sehr kompakte Strukturen mit kleinen Durchmessern der Stützen könnten ohne Stabilitätsleisten unter Hochleistung nicht stabil betrieben werden.

Die o.a. Schwingkreiskettenanalyse kann auch auf Fälle ausgedehnt werden, bei denen alle Zellen der Struktur unterschiedlich sind. Die Gesamtmatrix erhält man wiederum durch Multiplizieren aller Einzelmatrizen. Aus der Halbspur kann dann auf die Frequenzen und weitergehend auf die Strom- und Spannungsverteilung geschlossen werden. Erste Untersuchungen zeigen, daß sich z.B. die Kapazitäten der einzelnen Zellen, die zum Erreichen einer konstanten Feldverteilung notwendig sind, auch unter Berücksichtigung eines realen Geschwindigkeitsprofils hinreichend genau berechnen lassen. Auf diese Weise könnte auf die bisher angewandten iterativen Meßmethoden [13] verzichtet werden. Hierzu sind jedoch weiterführende Untersuchungen notwendig, insbesondere muß die Berechnung der konzentrierten Schaltelemente der Vierpole auch auf einen IH-Aufbau mit nicht identischen Zellen übertragen werden.

6. Einsatzmöglichkeiten von IH-Strukturen

In diesem Kapitel soll gezeigt werden, in welchem Energiebereich der Ionen IH-Strukturen überhaupt mit Erfolg eingesetzt werden können. Die in Kapitel 3 dargestellten theoretischen Betrachtungen erlauben die Berechnung der Eigenfrequenzen und der Effektivitäten in Abhängigkeit der geometrischen Parameter, so daß ein genereller Überblick über die Einsatzmöglichkeiten auch ohne vorangehende experimentelle Messungen gegeben werden kann.

Die mit der Theorie berechneten Strukturen unterscheiden sich grob in der Größe der kapazitiven Belastung durch die Driftröhren. Wie in Kapitel 4 angeführt, erhält man die bestmögliche Effektivität für Strukturen mit niedrigem Kapazitätsbelag und daraus resultierend hoher Betriebsfrequenz. Kleine kapazitive Belastungen bedingen jedoch kleine Driftröhrendurchmesser, in die i.a. keine Strahlführungselemente, wie z.B. Quadrupole untergebracht werden können. Solche Strukturen eignen sich jedoch nur für kurze Resonatoren und beschränken die Anwendungen auf Bereiche, in denen keine allzu hohen Anforderungen an Strahlstromstärke und Fokussierung gestellt werden. Dies trifft u.a. auf Nachbeschleunigerresonatoren zu. Bei diesen Strukturen liegt das Hauptaugenmerk auf einer möglichst hohen Beschleunigungsrate. Als Synchron-Beschleunigungsphase wird daher meist $\varphi_s = 0°$ gewählt, und auf eine radiale Fokussierung innerhalb des Tanks wird verzichtet. Dies ist z.B. beim Münchner Nachbeschleuniger der Fall [38].

Müssen aus teilchendynamischen Gründen Strahlführungselemente eingebaut werden, so geht dies naturgemäß wegen der notwendigen großen Driftröhrendurchmesser zu Lasten der Effektivität. Andererseits können diese Strukturen einen Geschwindigkeitsbereich der Teilchen abdecken, der unterhalb dessen liegt, was bei Nachbeschleunigern ohne Innentankfokussierung noch toleriert werden kann. Diese Strukturen sollen im folgenden als Vorbeschleuniger bezeichnet werden, da sie i.a. in einem größeren Verbund von Beschleunigern hinter stati-

schen oder HF-Injektoren, aber noch vor den eigentlichen Nachbeschleunigersektionen eingesetzt werden. Typische Beispiele hierfür sind Wideroe- und Alvarezstrukturen. Wie wir sehen werden, können innentankfokussierte IH-Strukturen sehr wohl mit diesen in Konkurrenz treten (s. Abschnitt 6.2).

Weiterhin sind IH-Strukturen mit sehr hoher kapazitiver Belastung auch zur gleichzeitigen Beschleuigung von parallelen Ionenstrahlen hoher Intensität geeignet. Derartige sogenannte MEQALAC-Systeme werden in Abschnitt 6.3 und 6.4 vorgestellt.

Die nachfolgenden Betrachtungen stützen sich auf theoretische Berechnungen für symmetrische Strukturen mit einzelnen Stützen und identischen $\beta\lambda/2$-Zellen. Es zeigt sich jedoch, daß auch reale Strukturen mit an die zunehmende Teilchengeschwindigkeit angepaßter Drifröhrenkonfiguration hinreichend gut durch die Theorie beschrieben werden, wenn man bei den Berechnungen eine auf die mittlere Ionengeschwindigkeit im Tank bezogene Geometrie zugrunde legt. Auf IH-Strukturen mit durchgehenden Trägern für die Driftröhren können die Berechnungen jedoch nur bedingt übertragen werden. Insbesondere kann bei diesen Strukturen (s. Kap. 4) die Shuntimpedanz höher liegen. Als erste Abschätzung spiegeln die Rechnungen aber, wie Vergleiche mit Münchner Messungen zeigen, den realen Sachverhalt auch für einen solchen Aufbau der Strukturen wider.

6.1 Einsatz als Nach- und Molekülbeschleuniger

In diesem Abschnitt sollen neben herkömmlichen Nachbeschleunigern im Energiebereich ab etwa 1 MeV/N auch IH-Strukturen beschrieben werden, die zur hocheffektiven Beschleunigung von Molekülionen geeignet sind. In letzter Zeit ist das Interesse insbesondere für Molekülionen im MeV-Bereich deutlich gestiegen. Chemische Stereometrie, Bestimmung von Bindungsabständen und der Eigenschaften von festen Targetmaterialien sind möglich [39,40]. Bisher durchgeführte Experimente unter Benutzung von Kohlenstoffolien (ca. 100 Å Dicke) und Gas-

Targets benötigen Teilchenenergien zwischen 1,2 MeV H_2^+ und 3,6 MeV HeH^+ für leichte Moleküle bis 3,5 MeV für schwere Teilchen (CO_2^+, N_2O^+). Höhere Teilchenenergien würden die Diagnostik insbesondere der Molekülfragmente hinter dem Target wesentlich erleichtern. Diese Energien sind jedoch mit den oft senkrecht installierten statischen Maschinen nicht erreichbar, da die vorhandenen Umlenkmagnete meist ein zu kleines Masse-Energie-Produkt besitzen. Zur merklichen Nachbeschleunigung der Moleküle sind Vielspaltresonatoren mit hoher Effektivität geeignet. Hier kommt u.a. die IH-Struktur in Frage, da sie gerade im interessierenden Geschwindigkeitsbereich von $\beta = 0{,}01$ bis $\beta = 0{,}04$ sehr hohe Shuntimpedanzen aufweist. Wenn möglich, wird man zur Beschleunigung von Molekülionen, wie auch beim herkömmlichen Nachbeschleuniger auf Innentankfokussierung zugunsten höherer Effektivität verzichten. Beide Resonatortypen besitzen daher vergleichbare kapazitive Belastungen und sollen im folgenden gemeinsam hinsichtlich ihrer Anwendungsmöglichkeiten untersucht werden.

Abbildung 24 zeigt Realisierungsmöglichkeiten von IH-Strukturen mit Einzelfußaufbau. Hierzu wurden die auf den Resonatordurchmesser normierten Shuntimpedanzen η_o als Funktion der Teilchengeschwindigkeit bzw. -energie für eine Vielzahl von Strukturen berechnet. Diese Art der Auftragung wurde gewählt, da so mit Hilfe der Skalierungsgesetze (Glg. (112)) die Effektivitäten auch von maßstäblich verkleinerten bzw. vergrößerten Strukturen sofort aus der Abbildung entnommen werden können. Bei den Berechnungen wurde ein Spaltweiten zu Periodenlängen-Verhältnis von 0,5 zugrunde gelegt, da man bei diesem Wert in etwa minimale Kapazitätsbelastung bei noch akzeptablen Transittimefaktoren erhält [41]. Für den Durchmesser der Stützen wurde einheitlich 60% der Driftröhrenlänge, für die Resonatorlänge das Dreifache des Tankdurchmessers angenommen.

Der Bereich, in dem derart aufgebaute IH-Strukturen realisiert werden können, ist durch die Schraffur in Abb. 23 gekennzeichnet. Für niedrige Teilchengeschwindigkeiten sei die Grenze durch $\beta = 0{,}005$ gekennzeichnet, da dies etwa der

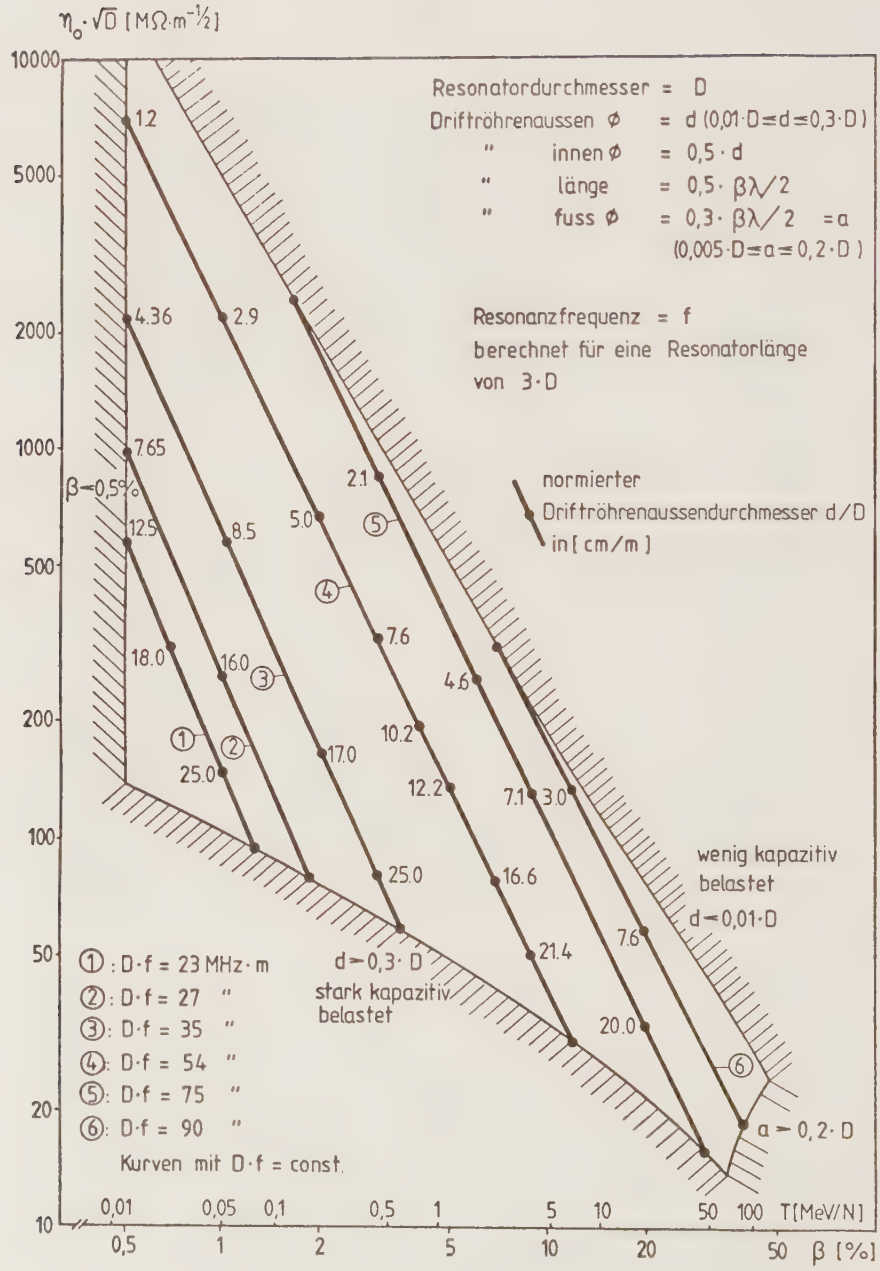


Abb. 24: Auf den Tankdurchmesser normierte Shuntimpedanzen η_o als Funktion der Teilchengeschwindigkeit. Die Kurven gelten für IH-Strukturen mit einem konstanten Wert des Produkts aus Tankdurchmesser D und Frequenz f.

Quellen-Extraktionsenergie für leichte Ionen entspricht. Zu hohen Shuntimpedanzen hin ist das Gebiet durch zu klein werdende, zu niedrigen Effektivitäten hin durch zu groß werdende Driftröhrendurchmesser begrenzt. Als Grenzwerte wurden 1% bzw. 30% des Tankdurchmessers gewählt. Zu hohen Energien hin ist der Bereich durch zu groß werdende Fußdurchmesser (20% des Tankdurchmessers) begrenzt.

Die Abbildung zeigt Kurven für Strukturen mit einem konstanten Produkt aus Resonatordurchmesser D und Frequenz f. Auf einer Kurve steigen die Shuntimpedanzen nahezu quadratisch mit abnehmender Teilchengeschwindigkeit an (Glg. (111)). Wegen der ansteigenden Zellenzahl im Resonator nehmen daher gleichzeitig die Driftröhrenmaße ab. Bei konstanter Frequenz erreicht man durch größere Tankdurchmesser und kleineren Driftröhren, bei konstantem Durchmesser durch höhere Frequenzen bei ebenfalls kleineren kapazitiven Belastungen eine Steigerung der Effektivität.

Für Energien oberhalb 20-50 MeV/N ist die IH-Struktur unter den o.a. Voraussetzungen nur noch mit Einschränkungen einsetzbar. In diesem Bereich existieren zudem z.B. Alvarez- und Einzel-, bzw. Mehrzellerstrukturen mit deutlich höherer Shuntimpedanz [42]. Unterhalb etwa 10 MeV/N ergibt sich jedoch eine Vielzahl von Realisierungsmöglichkeiten, die je nach der notwendigen Driftröhrengröße einen weiten Bereich der Shuntimpedanzen abdecken. Insbesondere für Energien unterhalb etwa 1 MeV/N erreicht man, trotz hoher kapazitiver Belastung, die für den Einbau von Fokussierungselementen nötig wird, noch hohe Effektivität. Entsprechend den Kurven 3, 4 und 5 in Abb. 24 sind in diesem Energiebereich hocheffektive Realisierungen z.B. für die Beschleunigung von Molekülionen möglich. Für den Energiebereich der herkömmlichen Nachbeschleuniger (etwa 1 MeV/N - 10 MeV/N) sind Strukturen möglich, die durch die Kurven 4, 5 und 6 repräsentiert werden. Werte, die zwischen den einzelnen Kurven liegen, können mit Hilfe der Näherungsgleichungen aus Kap. 4 jederzeit aus den aufgetragenen Werten abgeschätzt werden. Für Resonatoren, die eine größere bzw. kleinere als die hier an-

genommene Strukturlänge besitzen, ergeben sich höhere bzw. niedrigere Shuntimpedanzen bei geänderter Betriebsfrequenz.

Einen Überblick über die Effektivitäten von ausgewählten IH-Strukturen im Vergleich mit anderen Hochfrequenzresonatoren zeigt Abb. 25. Hier sind die effektiven Shuntimpedanzen η_{eff} gegenüber Teilchenenergie und -geschwindigkeit aufgetragen. Bezogen sich die in Abb. 24 berechneten Effektivitäten noch auf eine ideale Oberflächengüte, so wurden in Abb. 25 um 20% kleinere Werte angenommen. Als Transittimefaktor wurde mit 0,85 ein Wert gewählt, der in etwa einem Spalt zu Periodenlängenverhältnis von 0,5 entspricht.

Die IH-Struktur erweist sich zumindest für Energien unterhalb 10 MeV/N im Vergleich als sehr effektive Struktur. Als Resonator zur Nach- bzw. Molekülbeschleunigung bei niedriger kapazitiver Belastung ist sie ohne Konkurrenz. Innerhalb solcher Strukturen könnten dann zur radialen Fokussierung Quadrupole z.B. in die erste bzw. letzte Driftröhre eingebaut werden, da durch kapazitives Endtunen zur Erreichung eines konstanten Feldverlaufs, dort große Driftröhrendurchmesser nötig sind. Dieses Konzept wird beispielsweise beim Aufbau des 2f-Schwerionennachbeschleunigers in München angewandt [43]. Dieser Resonator soll die durch den ersten Nachbeschleuniger erreichten Energien bei doppelter Frequenz weiter erhöhen. Ansonsten kommt als Konkurrenz zur Innentankfokussierung lediglich alternierende Phasenfokussierung (APF) in Frage [44]. Diese benötigt aber hohe Feldstärken gerade bei schweren Ionen und Molekülen. Das mit APF die Akzeptanzen auch bei Beschleunigung von Molekülionen verbessert werden, zeigt der Hochleistungsprototyp einer CO^+-Struktur, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde (Kapitel 8).

Lange IH-Strukturen gestatten i.a. nur die Beschleunigung von Teilchen mit gleicher Eintrittsenergie und können überdies bei gegebener Beschleunigungsrate nur für Ionen oder Moleküle mit festem Verhältnis von Ladung zu Masse eingesetzt werden. Sollen auch andere Ionensorten in einer Struktur mit fester Driftröhrenkonfiguration beschleunigt werden, so müßte

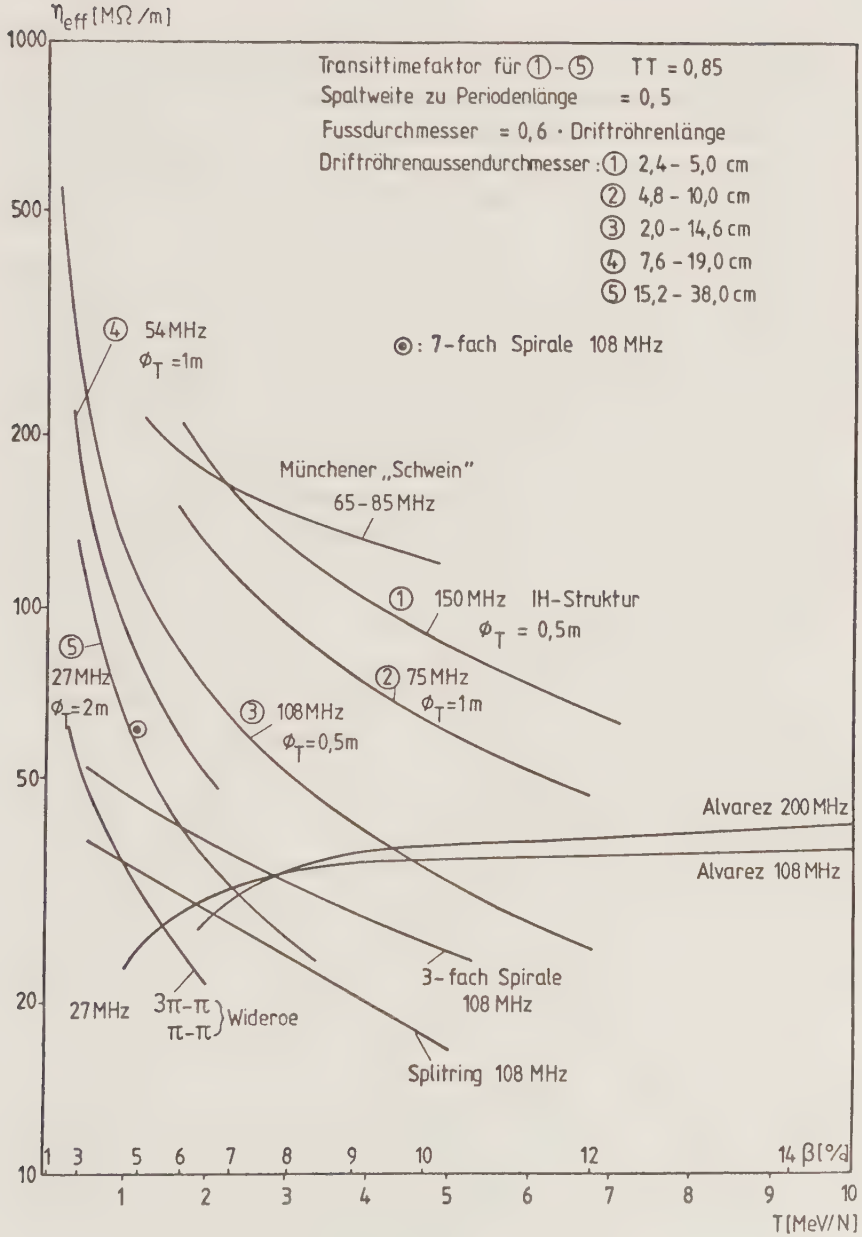


Abb. 25: Effektive Shuntimpedanzen als Funktion der Teilchenenergie für ausgewählte IH-Strukturen im Vergleich zu anderen Hochfrequenz-Linearbeschleunigern

die Betriebsfrequenz in einem weiten Bereich veränderbar sein. Aber auch dann wäre bei unterschiedlichen Eintrittsenergien eine optimale Anpassung des Geschwindigkeitsprofils nicht möglich. Wegen der Kapazitätskonzentration im Driftröhrenbereich kann eine Frequenzänderung nur durch großflächige kapazitive Tuner oder durch das Einbringen von zusätzlichen Kapazitäten außerhalb des Driftröhrenbereichs erreicht werden. Auch durch Verkleinern der effektiven Resonatorquerschnittsfläche, etwa durch verschiebbare Seitenwände, könnte die Frequenz variiert werden [11]. Beides führt zwangsläufig zu einer Reduzierung der Effektivität, zudem sind beide Methoden mit einem hohen mechanischen Aufwand verbunden, da große HF-Übergangswiderstände vermieden werden müssen. Im allgemeinen muß daher die Driftröhrenstruktur bzw. bei einem Aufbau mit einzelnen Stützen die komplette Innenstruktur des Resonators ausgewechselt werden, so daß z.B. längere Standzeiten des Beschleunigers unumgänglich sind [38]. Eine geänderte Driftröhrenkonfiguration weist meist eine andere Betriebsfrequenz auf, daher muß zusätzlich ein durchstimmbarer Hochleistungssender zur Verfügung stehen.

Diese Schwierigkeiten lassen sich zum Teil zu Lasten der Effektivität umgehen, indem man IH-Strukturen mit wenigen Beschleunigungszellen benutzt. Dies führt neben einer größeren Akzeptanz gegenüber unterschiedlichen Teilchenenergien auch zu der Möglichkeit, vermehrt Zwischentankfokussierung einzusetzen. Derartige kurze IH-Strukturen treten dann in direkte Konkurrenz zu Nachbeschleunigungssektionen wie Spiral- und Splitringresonatoren. Wie vergleichende Rechnungen und Messungen zeigen, besitzen z.B. IH-Strukturen mit zwei bzw. drei $\beta\lambda/2$-Zellen, bei gegebener Frequenz und gegenüber den o.a. Resonatoren ähnlichen Geometriegrößen wie Durchmesser der Stützen und Driftröhrenkapazität, eine geringfügig höhere Shuntimpedanz bei jedoch zum Teil wesentlich größeren Tankdurchmessern. Aus diesem Grund sind Spirale und Splitring wegen ihres kompakteren und daher billigeren Aufbaus sehr kurzen IH-Strukturen vorzuziehen. Allerdings wäre es z.B. sinnvoll, das interdigitale Prinzip auch auf eine Spiral-

struktur mit einer Vielzahl von Zellen zu übertragen. In diesem Fall könnten gegenüber einer herkömmlichen IH-Struktur noch kompaktere Resonatoren bei vergleichbar hohen Effektivitäten erreicht werden. Insbesondere müßten die Shuntimpedanzen höher als bei Resonatoren mit gekoppelten Spiralen liegen, bei denen die Einzelstrukturen in einer geraden Linie angeordnet sind [3].

Zusammenfassend besitzen Vielspalt-IH-Strukturen, gegenüber anderen HF-Resonatoren, im niedrigen und mittleren Energiebereich eine deutlich höhere Effektivität und sind gerade als Nachbeschleuniger für Ionen und Moleküle bei niedrigen Driftrährenkapazitäten bestens geeignet.

Zwei Beispiele mögen dies verdeutlichen. Der in Kapitel 8 beschriebene Prototyp zur Beschleunigung von CO^+-Ionen mit einer mittleren Teilchenenergie von 190 keV/N besitzt bei 108,5 MHz einen Tankdurchmesser von 0,5 m und eine Länge von 1 m. Die Struktur enthält 31 $\beta\lambda/2$-Zellen mit Driftrährendurchmessern von 2 cm. Die Shuntimpedanz η_o beträgt 700 MΩ/m bei einer Güte von Q_o = 10 000. Eine zur Nachbeschleunigung von z.B. schweren Ionen mit einer mittleren Teilchenenergie von 1,7 MeV/N geeignete Struktur besitzt bei 75 MHz einen Tankdurchmesser von 1 m und eine Länge von 3 m. Sie besteht aus 25 $\beta\lambda/2$-Zellen mit Driftrährenaußendurchmessern von etwa 5 cm. Shuntimpedanz η_o und Güte betragen 250 MΩ/m bzw. 20 000.

6.2 Einsatz als Vorbeschleuniger

In diesem Abschnitt sollen IH-Strukturen beschrieben werden, die in einem größeren Verbund von Beschleunigern in einem niedrigen Energiebereich eingesetzt werden können. Aus den Abbildungen 24 und 25 ist ersichtlich, daß auch für hohe kapazitive Belastung der IH-Struktur, wie sie für Innentankfokussierung benötigt wird, im Vergleich zu Wideroe- und Alvarezstrukturen deutlich höhere Shuntimpedanzen erreicht werden können. Eine 27 MHz IH-Struktur mit 2 m Durchmesser (Kurve 5 in Abb. 25) zeigt z.B. eine um den Faktor 2 bessere

Effektivität gegenüber einer vergleichbaren Wideroestruktur. Der Energiebereich von 0,4 - 2 MeV/N entspricht etwa dem Unilac-Wideroe [45]. Ebenfalls höhere Effektivitäten gegenüber z.B. einem 108 MHz Alvarez mit 2 m Durchmesser besitzt eine 54 MHz IH-Struktur bei nur einem Meter Durchmesser (Kurve 4 in Abb. 25) im Bereich 1,0 - 2,5 MeV/N und dies gilt selbst für eine 108 MHz IH-Struktur mit 0,5 m Tankdurchmesser im Bereich 3,0 - 4,5 MeV/N. Auch in diesem Fall sind die Drifträhren noch genügend groß, um Fokussierungselemente einbauen zu können. Die obere Grenze der Teilchenenergie, bei der innentankfokussierte IH-Strukturen mit Alvarezresonatoren konkurrieren können, liegt etwa bei 5 MeV/N. Diese Grenze kann durch die Verwendung von kompakten Permanentquadrupolen auf Samarium-Kobaltbasis [46] zu höheren Energien (etwa 10 MeV/N) verschoben werden. Diese Quadrupole sind bereits komplett montiert lieferbar und besitzen einen Außendurchmesser von nur 7 cm [47]. Sie erlauben daher gegenüber herkömmlichen Quadrupolen eine Reduzierung der kapazitiven Strukturbelastung. Der einmal festgelegte Feldgradient kann jedoch zur Fokussierung von unterschiedlichen Ionensorten nicht angepaßt werden. Daß trotz festgelegtem Feldgradient im Quadrupol eine stabile Beschleunigung von Ionen mit unterschiedlichen Verhältnissen ξ/A von Ladung und Masse auch in einem niedrigen Energiebereich möglich ist, soll an einem Beispiel gezeigt werden.

Am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main wurde hinter dem 7 MV CN Van-de-Graaff ein Nachbeschleunigersystem mit zwei Sektionen aufgebaut. Dieser kleine Nachbeschleuniger besteht aus einem Dreifachspiral- und einem nachgeschalteten Splitringresonator, kombiniert mit einem Buncher-Chopper System. Die Beschleunigungssektionen besitzen etwa 2 MV Gesamtspannung und erlauben in etwa eine Verdoppelung der Endenergie der statischen Maschine [48,49]. Um kern- und atomphysikalische Untersuchungen auf einen höheren Energiebereich ausweiten zu können, ist eine weitere Nachbeschleunigung notwendig. Hierzu wurde vom hiesigen Institut, zusammen mit dem Institut für Kernphysik, ein neuer Nachbeschleuniger

vorgeschlagen, der aus zehn phasenunabhängigen Dreifach- bzw. Siebenfachspiralresonatoren besteht [50]. Für Ionenmassen bis herauf zu Krypton wurden verschiedene Kombinationen von Resonatoren berechnet. Die Rechnungen zeigen, daß effektive Gesamtspannungen von mehr als 13 MV erreicht werden können. Endenergien zwischen 3,4 MeV/N (^{84}Kr) und 6,9 MeV/N (^{14}N) sind möglich [51]. Höhere Energien, insbesondere für die schwereren Ionen, könnten in einer weiteren Stufe des Projekts erreicht werden. Eine mit Permanentquadrupolen innenfokussierte IH-Struktur zusammen mit einem RFQ-Resonator hinter einer Quelle zur Erzeugung hochgeladener Ionen (EBIS oder ECRIS [52]) soll die Teilchen bis 1 MeV/N beschleunigen, so daß eine Injektion in den Nachbeschleuniger möglich ist. Diese Anordnung würde den statischen Injektor ersetzen.

Eine derartige IH-Struktur müßte Ionen mit ξ/A zwischen 0,2 und 0,5 von etwa 0,2 auf 1,0 MeV/N beschleunigen können. Diese Ladungszustände decken einen großen Bereich von schweren Ionen ab, wie sie etwa die EBIS liefert. Der Resonator, betrieben bei 54 MHz, hätte eine Länge von 2,3 m bei einem Durchmesser von 1 m (Kurve 4 in Abb. 25). Die Außendurchmesser der Driftröhren betragen dann etwa 8 cm und reichen zum Einbau von Permanentquadrupolen aus. Die Periodenlängen steigen von 5,7 auf 12,8 cm. Der R_{p_o}-Wert läge im Bereich 500 MΩ. Bei festem Geschwindigkeitsprofil der Struktur muß natürlich das Produkt aus Ladungs- und Masseverhältnis und effektiver Feldstärke konstant sein. Dieser Wert soll hier mit $\xi/A \cdot E_o = 4 \cdot 10^5$ V/m über den Tank als konstant angenommen werden. Für einen Transittimefaktor von TT = 0,85 und eine zeitliche Synchronphase von $\varphi_s = 30°$ beträgt die Resonatorgesamtspannung $U_o = A/\xi \cdot 1{,}09$ MV. Die Hochfrequenzverluste belaufen sich auf $P = (A/\xi)^2 \cdot 2{,}4$ kW.

Bei den Berechnungen der radialen Akzeptanzen wurden die Werte der Quadrupole Q10TD22 und Q8TD27 der New England Nuclear Corporation [47] benutzt. Diese Quadrupole sind als Module mit 0,5 inch = 1,27 cm Länge beliebig zusammensetzbar und besitzen einen Feldgradienten von 87 T/m bzw. 60 T/m bei 2,2 und 2,7 cm Apertur. Die Berechnung der Akzeptanzen wurde

über die entkoppelten und linearisierten Differentialgleichungen durchgeführt [53,54]. Der benutzte Matrixformalismus nutzt die Symmetrie der Anordnung bei der hier angewandten Singulettfokussierung aus. Ist λ_r die Länge der radialen Fokussierungsperiode und $\lambda_L = \beta\lambda$ so bezeichnet $N = \lambda_r/\lambda_L$ die Ordnung der Singulettfokussierung. Im folgenden sollen an dieser Stelle nur die Ergebnisse für N = 1 angegeben werden. In diesem Fall enthält jede Driftröhre einen Quadrupol und benachbarte Driftröhren bilden einen FODO-Kanal. Eine ausführliche Beschreibung der Rechnungen und die Ergebnisse für N = 2 und N = 3 finden sich in [55].

Am Anfang des Resonators für 0,2 MeV/N ist die Fokussierung aufgrund der kleinen Teilchengeschwindigkeiten naturgemäß am kristischsten. Die Driftröhren sind etwa 3 cm lang und können mit zwei Quadrupolmodulen à 1,27 cm belegt werden. Diese Anordnung wurde auch für den Rest des Resonators unterstellt. Als Quadrupol wurde der Typ Q1OTD22 mit einem Feldgradienten von 87 T/m bei den Rechnungen angenommen.

Für N = 1 ist eine stabile Beschleunigung von Ionen mit einem ξ/A zwischen 0,3 und 0,5 bei normierten Akzeptanzen zwischen 5 πmm·mrad und 7 πmm·mrad bei einer effektiven Apertur von 2 cm möglich. Für ξ/A = 0,2 beträgt die Akzeptanz jedoch nur noch 1,3 πmm·mrad. Dies verdeutlicht das Stabilitätsdiagramm der Abb. 26 für eine Teilchenenergie von 0,2 MeV/N. Für eine entsprechende IH-Struktur mit einer Eintrittsenergie von 0,4 MeV/N lassen sich aber alle Ionen mit einem ξ/A zwischen 0,2 und 0,5 mit normierten Akzeptanzen größer als 2,5 πmm·mrad stabil bis 1 MeV/N beschleunigen. Für niedrigere Teilchenenergien käme dann nur die Anwendung von elektrostatischen Quadrupolen in Frage.

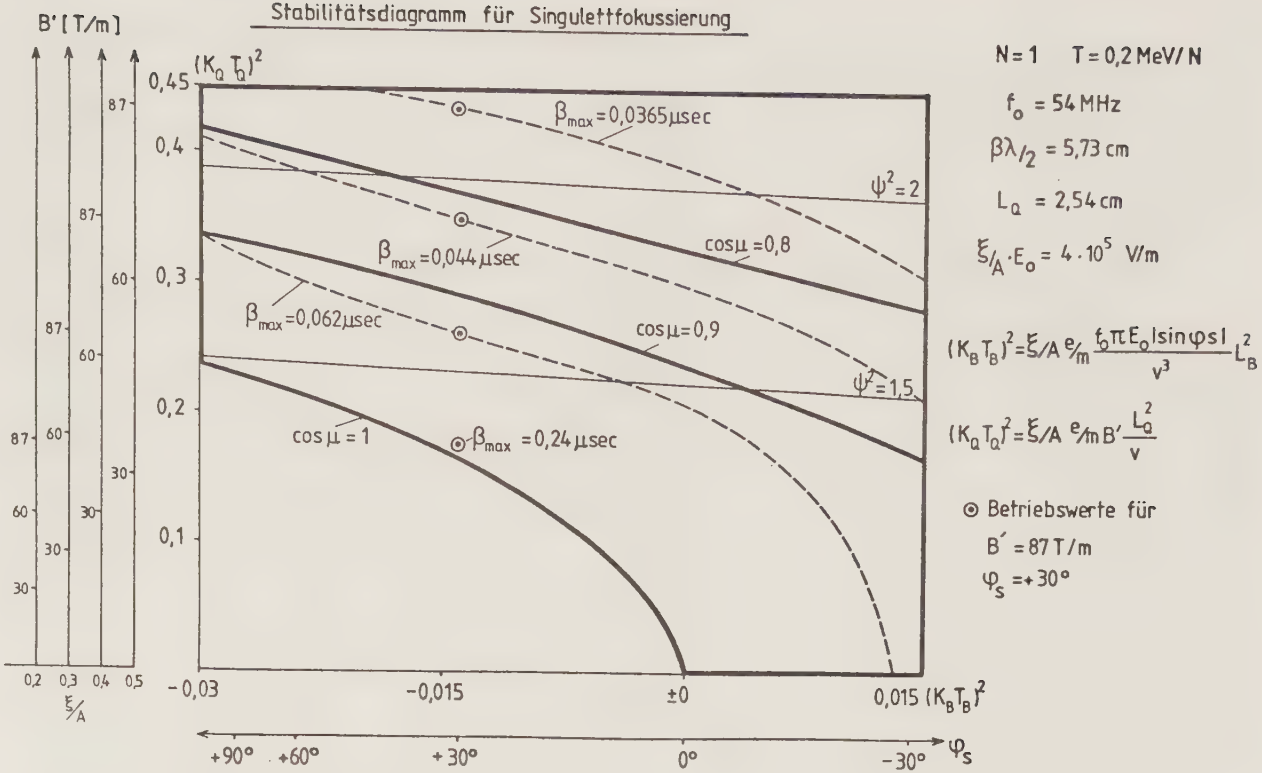


Abb. 26: Stabilitätsdiagramm für eine innentankfokussierte IH-Struktur bei 0,2 MeV/N

6.3 Einsatz als MEQALAC-Struktur

MEQALAC (Multiple Electrostatic Quadrupole Array Linear Accelerator)-Systeme können gleichzeitig mehrere parallele Ionenstrahlen in einem gemeinsamen Hochfrequenzfeld beschleunigen. Die radiale Fokussierung erfolgt mit elektrostatischen Quadrupolen, die in einer Matrix angeordnet sind. Auf diese Weise erreicht man eine maximale Anzahl von Strahlkanälen pro Einheitsfläche. Dieses System kann, ähnlich RFQ-Resonatoren [5,56], Ionen direkt hinter der Ionenquelle bei niedriger Extraktionsspannung übernehmen, fokussieren und weiterbeschleunigen. Den prinzipiellen Aufbau zeigt Abb. 27.

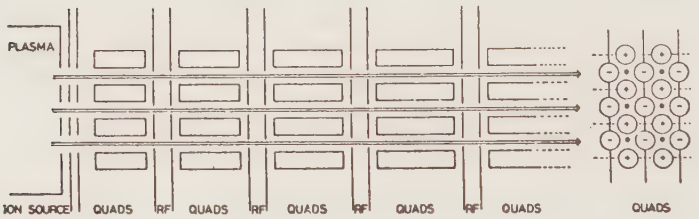


Abb. 27: Prinzipieller Aufbau eines MEQALAC-Systems (aus [57])

Der MEQALAC-Resonator folgt direkt auf die Multi-Apertur Quelle und ist ähnlich einem FODO-Kanal mit Singulettfokussierung aufgebaut. Die zwischen den einzelnen Quadrupolebenen angelegten HF-Felder sorgen dann, wie in einem herkömmlichen Driftröhrenbeschleuniger, für einen Energiegewinn der Teilchen.

Als Erfinder des Systems zeichnet A.W. Maschke verantwortlich [58]. Ein erster Resonator dieses Typs wurde von seiner Gruppe im Jahre 1979 aufgebaut und erfolgreich getestet. Mit einem 4 MHz Hochfrequenz-System konnten 9 Xe^+-Strahlen von 15 keV

auf 75 keV bei einem Gesamtstrom von 2,8 mA beschleunigt werden [59].

Maschke [60], Reiser [61] und Junior [62] zeigten, daß für kleine Änderungen der Strahlenveloppen und einer angenommenen Kapchinsky-Vladimirsky Verteilung der Stromdichte im Strahl eine analytische Näherungslösung für die Raumladungsgrenze des Stroms angegeben werden kann. Diese lautet für gebunchte Ionenstrahlen [63]:

$$I_{max} = \frac{1}{2} I_o \beta^3 G(\bar{a},\bar{b}) \frac{\mu_o \alpha}{L} (1 - \frac{\varepsilon^2}{\alpha^2}) \qquad (119)$$

Die Gleichung erlaubt die Berechnung des Grenzstroms sowohl in transversaler, als auch in longitudinaler Richtung. μ_o ist hier der Phasenvorschub pro Zelle für den stromlosen Fall, α und ε die nicht normierte Akzeptanz des Kanals bzw. Emittanz des Strahls, L die Periodenlänge und β die normierte Teilchengeschwindigkeit. Für I_o ergibt sich $I_o = A/\xi \cdot 3{,}1 \cdot 10^7$ A. $G(\bar{a},\bar{b})$ bezeichnet den Bunchformfaktor. Im transversalen Fall gilt $G_T = (1-\bar{a}/3\bar{b})^{-1}$, im longitudinalen Fall $G_L = 3\bar{a}/2\bar{b}$. $\bar{a}$ und $\bar{b}$ bezeichnen die mittleren Dimensionen des Strahls in transversaler bzw. longitudinaler Richtung.

Größere Aperturen ermöglichen i.a. auch einen höheren Grenzstrom. Andererseits kann jedoch das Verhältnis von Strahlapertur zu Periodenlänge $\beta\lambda/2$ nicht beliebig groß gemacht werden. Dies liegt an dem verstärkten Auftreten von Linsenfehlern der Quadrupole und an der Tatsache, daß die Gleichspannungsfeldstärke einen Grenzwert, entsprechend der Durchschlagsfeldstärke, nicht überschreiten darf. Einen Anstieg des Gesamtstroms aller Kanäle erreicht man daher statt durch wenige Kanäle mit großer Apertur besser durch entsprechend mehr Kanäle bei kleinerem Aperturdurchmesser [59].

Das MEQALAC-Konzept ist prinzipiell nicht an einen bestimmten Hochfrequenzresonator gebunden. Vielmehr können sowohl $\beta\lambda$-, als auch $\beta\lambda/2$-Strukturen, wie etwa Alvarez- und Wideroe-, aber auch IH-Strukturen eingesetzt werden. An dieser Stelle sollen im folgenden jedoch nur die letzteren als Anregungs-

struktur betrachtet werden. IH-Strukturen besitzen im Vergleich selbst bei den hier notwendigen sehr hohen kapazitiven Belastungen noch deutlich höhere Effektivität bei sehr kompakten Außenmaßen. Insbesondere Alvarezstrukturen sind bei den niedrigen Frequenzen, wie sie für eine Beschleunigung von Ionen aus dem Stand benötigt werden, wegen ihrer großen Tankdurchmesser ungeeignet.

Die theoretisch berechneten effektiven Shuntimpedanzen η_{eff} von IH-Strukturen mit separaten Driftrährenstützen, die für einen Betrieb als MEQALAC in Frage kommen, sind in Abbildung 28 zusammengefaßt. Die Länge der Resonatoren betrug bei den Rechnungen gerade das Zweifache des Tankdurchmessers. Für die Driftrährenlängen wurde ein Wert von 0,9 $\beta\lambda/2$ angenommen, um ausreichend Platz für die Quadrupole bereitzustellen. Die in Abb. 28 angegebenen Driftrährenaußendurchmesser beziehen sich auf runde Drifträhre ohne Krümmung auf den Stirnseiten und wurden ohne Berücksichtigung der Strahlkanäle bestimmt. Aus den ebenfalls angegebenen Spaltkapazitäten lassen sich gegebenenfalls auch andere Driftrährengeometrien bei geänderter Spaltweite berechnen.

Aus der Abbildung 28 ist ersichtlich, daß selbst für sehr große Drifträhren, entsprechend vielen Strahlkanälen, noch Shuntimpedanzen η_{eff} zwischen 10 und 50 MΩ/m erreicht werden können. Durch eine genügende Anzahl von Strahlkanälen lassen sich Gesamteffektivitäten solcher Systeme, gegeben als Quotient der in den Strahl gehenden Leistung zur gesamten HF-Leistung, von > 50% erreichen.

Derartige MEQALAC-Systeme sind z.B. als Neutralteilcheninjektoren zur Plasmaheizung in Fusionsexperimenten geeignet. Wurden bisher für diese Anwendung im wesentlichen neutraler Wasserstoff bzw. Deuterium bei 50 - 120 keV benutzt, wie sie Gleichspannungsgeneratoren erzeugen können, so könnte eine verbesserte Energiedeposition im Plasma durch die Verwendung von leichten Ionen (H^o,D^o,Li^o,C^o,O^o) bei etwa 1 MeV/N erreicht werden (s. z.B. [64]). Bei diesen Energien ist jedoch der Wirkungsquerschnitt nur für die Neutralisation von negativen Ionen genügend groß, so daß effektive Hochstromquellen

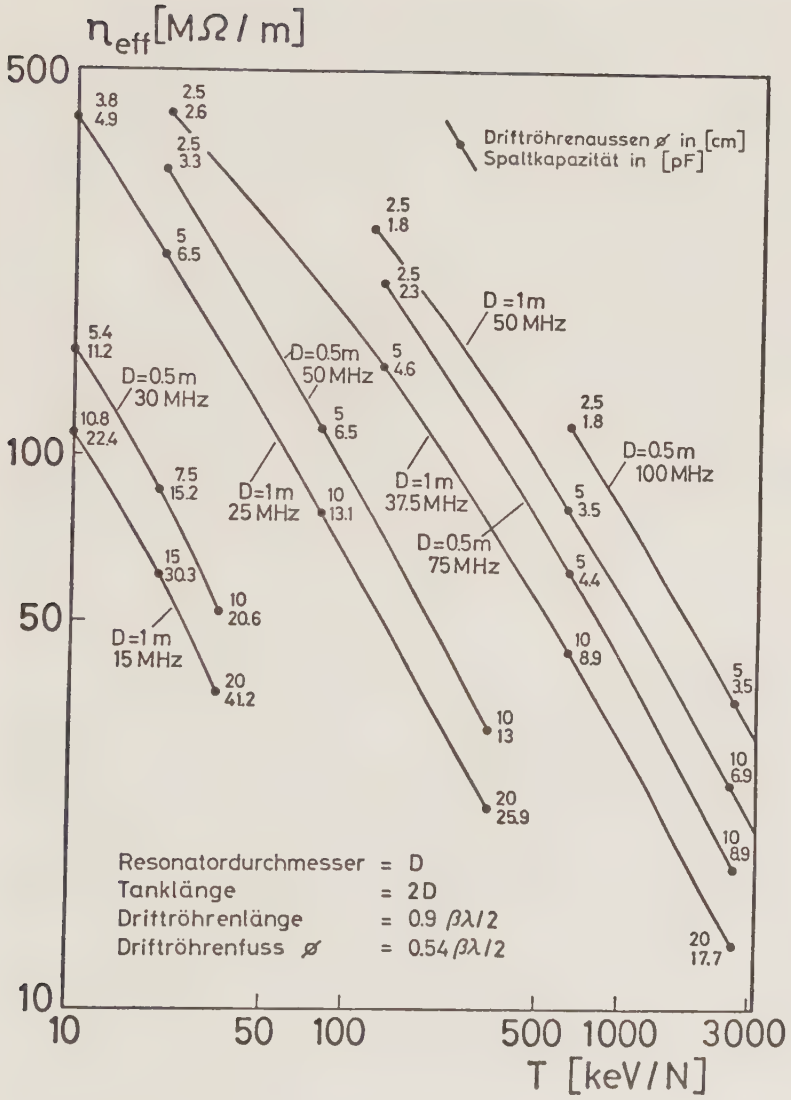


Abb. 28: Effektive Shuntimpedanzen für ausgewählte IH-Strukturen, die für den Einsatz als MEQALAC geeignet sind.

für negative Ionen zur Verfügung stehen müssen. Für das geplante Plasmafusionsprojekt INTOR ist eine Heizung des Plasmas durch H^{o} und D^{o} bei 175 keV geplant. Für eine Heizleistung von 75 kW würden dann 430 A Strahlstrom benötigt. Die gleiche Leistung könnte z.B. mit dem MEQALAC-Prinzip durch die Beschleunigung von 6 A Kohlenstoff auf 12 MeV erreicht werden [63].

Zur Plasmadiagnose können ebenfalls MEQALAC-Systeme eingesetzt werden. Ein hierzu notwendiger Strom von 100 mA Li^{-} bei 6 MeV kann z.B. durch zwei Resonatoren (40 und 80 MHz) bei einer Gesamtlänge von etwa 6 m erreicht werden. Die Gesamteffektivität beträgt dann 60 - 70% [63].

Weitere Anwendungsbereiche für MEQALAC-Hochstromresonatoren wären etwa die Ionenimplantation in Halbleiter, Metalle und Legierungen (Korrosionsschutz), die Ionenlithographie in der Halbleiterelemente-Fertigung, aber auch die Erzeugung von Radioisotopen in der Medizin [65].

6.4 Das MEQALAC-Projekt am FOM-Institut, Amsterdam

In den zukünftigen Generationen von großen Plasma-Fusionsexperimenten werden insbesondere zur Plasmaheizung, aber auch zur Diagnose, neutrale Teilchenstrahlen hoher Intensitäten benötigt. Wie im vorausgegangenen Abschnitt ausgeführt, sind neutrale leichte Ionenstrahlen im Bereich 1 MeV/N eine erfolgversprechende Alternative zu Protonen oder Deuteronen bei niedrigen Energien. Dies setzt aber negative Ionenquellen hoher Brillianz voraus. Aus diesem Grund beschäftigt sich das FOM-Institut für Atom- und Molekülphysik in Amsterdam im Rahmen des EURATOM-Fusionsprogramms u.a. mit der Entwicklung von Ionenquellen hoher Intensität für Li^{-}, H^{-} und D^{-} [57].

Zunächst unabhängig von dieser Entwicklung wird das MEQALAC-Konzept in einer ersten Prototyp-Phase in einer Zusammenarbeit zwischen dem FOM-Institut und dem hiesigen Institut für Angewandte Physik getestet. Zu diesem Zweck sollen in Amsterdam 4 He^{+}-Strahlen mit einem mittleren Strom von 3 mA pro

Kanal von 40 keV auf 106 keV beschleunigt werden. Wegen der hohen Effektivität bei sehr kompakter Geometrie wurde als Beschleunigungsresonator eine IH-Struktur gewählt.

Im folgenden soll nur ein kurzer Überblick über das MEQALAC-Projekt und den momentanen Status gegeben werden. Eine sehr ausführliche Betrachtung geben [66,67,68]. Hier finden sich u.a. auch Berechnungen zur Teilchendynamik und zur Berechnung der Raumladungsgrenzen beim Transport des Ionenstrahls in elektrostatischen FODO-Kanälen.

Den schematischen Aufbau der experimentellen Anordnung zeigt Abb. 29. Hinter der He^+-Ionenquelle mit einem 40 kV Vier-Loch-Extraktionssystem schließt sich eine LEBT (Low Energy Beam Transport)-Sektion an. Diese besteht aus vier elektrostatischen FODO-Kanälen (Quadrupolspannung ±2,62 kV), die einmal die Region schlechten Vakuums an der Ionenquelle vom Hochvakuum des Resonators trennt, andererseits eine genügend lange Driftstrecke zwischen einem koaxialen Doppelspalt-Buncher und der eigentlichen MEQALAC-Sektion ermöglicht. Die ersten fünf Quadrupolebenen der LEBT-Sektion können zudem einzeln mit unterschiedlichen Gleichspannungen aus getrennten Netzgeräten versorgt werden. Dies ist notwendig, um den zylindersymmetrischen Strahl der Quelle in den transversalen Richtungen an die Akzeptanz der FODO-Kanäle anzupassen (Matching). An die LEBT-Sektion schließt sich in einem separaten Vakuumtank die eigentliche MEQALAC-IH-Struktur an (Abb. 30). Sie besitzt eine Länge von 65 cm und 40 cm Durchmesser bei einer Frequenz von 40 MHz und soll im Dauerstrichbetrieb (100% Einschaltdauer) die He^+-Ionen auf 106 keV mit einer Gesamteffektivität (Verhältnis von Leistung, die in den Strahl geht, zu gesamter HF-Leistung) von $> 60\%$ beschleunigen. Hinter der Beschleunigungsstruktur schließt sich dann die Strahldiagnose an.

Wegen der hohen Anforderungen an die Genauigkeit der Justage (Kanalapertur 6 mm) wurde der Aufbau nach Art des Münchner Nachbeschleunigers [10] mit durchgehenden Strukturträgern durchgeführt. Durch geeignet dimensionierte Volumina an den Enden des Resonators, zusammen mit den kleinen Spaltweiten

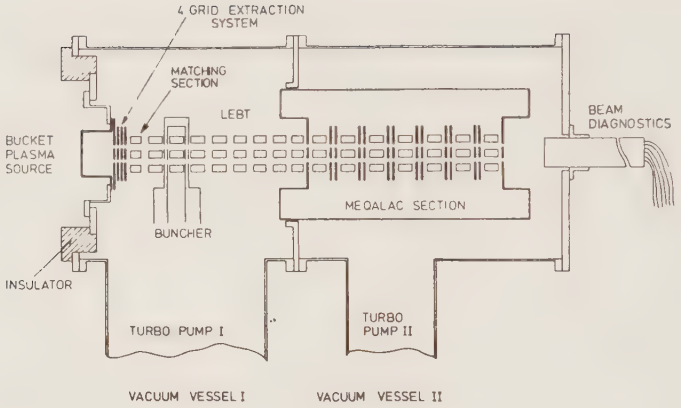


Abb. 29: Schematischer Aufbau des FOM-MEQALAC-Systems (aus [66])

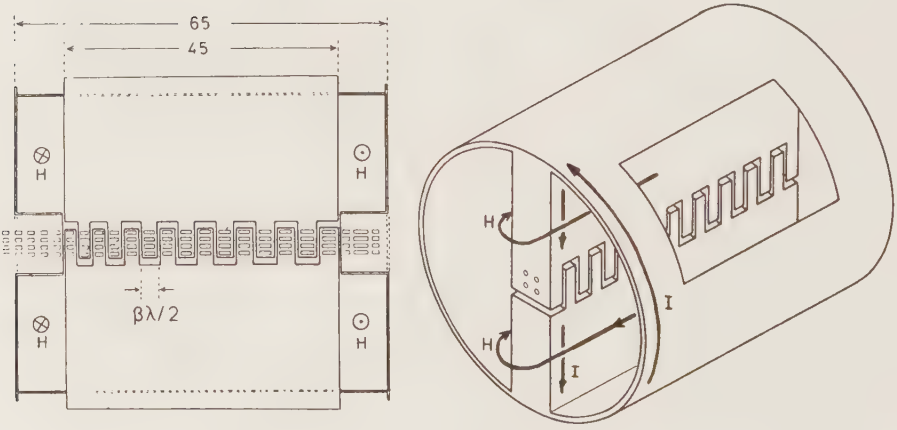


Abb. 30: Schematischer Aufbau des Interdigital-H-MEQALAC-Resonators (aus [63])

von ca. 2 mm ist die Struktur des Resonators von einem nahezu konstanten Fluß des Magnetfeldes umgeben. Dies führt zu einem fast konstanten axialen Feldverlauf ($U/U_{max} > 0,9$).

Wurden am hiesigen Institut bei Modellmessungen an einem ähnlichen Aufbau mit separaten Stützen noch die durch die Theorie vorhergesagte Effektivität und Güte erreicht [69], so wurden bei Messungen am Originalaufbau in Amsterdam mit $R_{p_o} = 18\,M\Omega$ und $Q_o = 1800$ nur um den Faktor 4 geringere Werte erreicht. Dies scheint nach ersten Untersuchungen an einem starken Anstieg der axialen Wandströme zu liegen, die zudem wegen der konstanten Spannungsverteilung am Rand der Struktur überhöht auftreten. Weitere eingehende Untersuchungen zu diesem Problem sind in Vorbereitung. Unter Umständen scheint es daher sinnvoll zu sein, zu dem ursprünglichen Konzept mit separaten Stützen zurückzukehren, um die Gesamteffektivität weiter zu steigern.

Zu Beginn des Jahres 1984 konnte die Montage der LEBT-Sektion (Abb. 31) abgeschlossen werden. Bei ersten Strahlmessungen und der Diagnose hinter den 5 Quadrupolebenen der Matchingsektion wurden die berechneten Emittanzen bei gleichmäßiger Stromverteilung über die 4 Kanäle erreicht. Für den Frühsommer 1984 sind Strahlmessungen hinter der gesamten LEBT-Sektion geplant. Hier soll gleichzeitig das Transportverhalten raumladungsbehafteter Ionenstrahlen in FODO-Kanälen studiert werden. Der Einbau der endgültigen Hochfrequenzstruktur in den Resonator (Abb. 32) wird voraussichtlich Ende 1984 abgeschlossen sein, so daß Anfang 1985 mit einem ersten Test des gesamten Aufbaus gerechnet werden kann.

Als Fortführung dieser ersten Projektstufe sind im Augenblick für die Zukunft folgende zwei Alternativen vorgesehen [57]:

a) Beschleunigung von 10 mA Li^- in einem 4 Kanal MEQALAC-System auf 1 MeV und

b) Beschleunigung von 100 mA H^- (D^-) in einem 25 Kanal MEQALAC-System auf 300 keV.

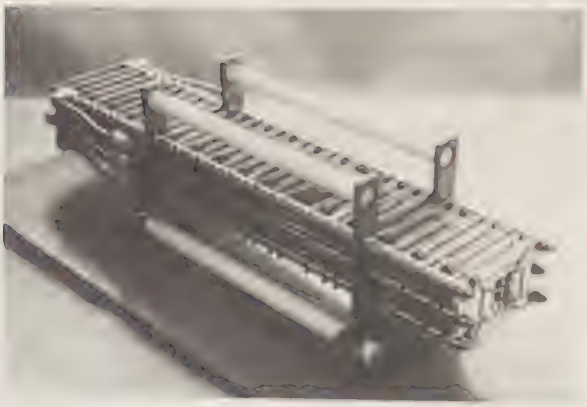


Abb. 31: LEBT-Sektion des FOM MEQALAC-Systems

Abb. 32: Hochleistungsresonator des FOM MEQALAC-Systems mit eingebauter Modellstruktur

7. Messungen bei niedrigen Feldpegeln

In den Kapiteln 3-5 wurden die wichtigsten Eigenschaften von IH-Strukturen theoretisch untersucht. In diesem Abschnitt sollen diese Ergebnisse durch Messungen auf niedrigem Feldniveau überprüft werden.

7.1 Aufbau des Störkörpermeßstandes

Zur experimentellen Bestimmung der Feldverteilung im Resonator, aber auch zur Bestimmung der Stromverteilung auf den Driftröhrenstützen wurde ausschließlich die Störkörpermeßmethode benutzt. Diese Meßmethode ist inzwischen ein häufig angewandtes Standardverfahren zur Bestimmung von Resonatorfeldgrößen in vielen Beschleunigerlaboratorien geworden, so daß hier nur eine kurze Darstellung gegeben werden soll. Eine ausführliche Beschreibung findet sich z.B. in [70,71].

Bringt man einen im Vergleich zur örtlichen Änderung des Feldes kleinen metallischen oder dielektrischen Störkörper in den Resonator ein, so ändert sich wegen der Polarisierung und Magnetisierung der Probe der Gesamtenergiegehalt des Systems. Die Änderung der gespeicherten Energie und die damit verbundene Änderung der Eigenfrequenz f_o des Resonators sind für $\Delta f \ll f_o$ einander proportional:

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta f}{f_o} \qquad (120)$$

ΔW hängt bei gegebenem Störkörper von der Größe und Richtung des ungestörten Feldes ab, so daß von der Verstimmung Δf auf die Feldgrößen vor Einbringen der Probe geschlossen werden kann. Gilt Gleichung (120) noch für Probekörper beliebiger Form, so kann die exakte Berechnung der Felder im Störkörper als Funktion des ungestörten Feldes nur für Rotationsellipsoide durchgeführt werden. Durch Eichung der Störkörper in bekannten Feldern (Eichresonator) lassen sich dann die ungestörten Feldstärken quantitativ bestimmen. In Glg. (120) läßt sich zudem die gespeicherte Energie W durch Güte und

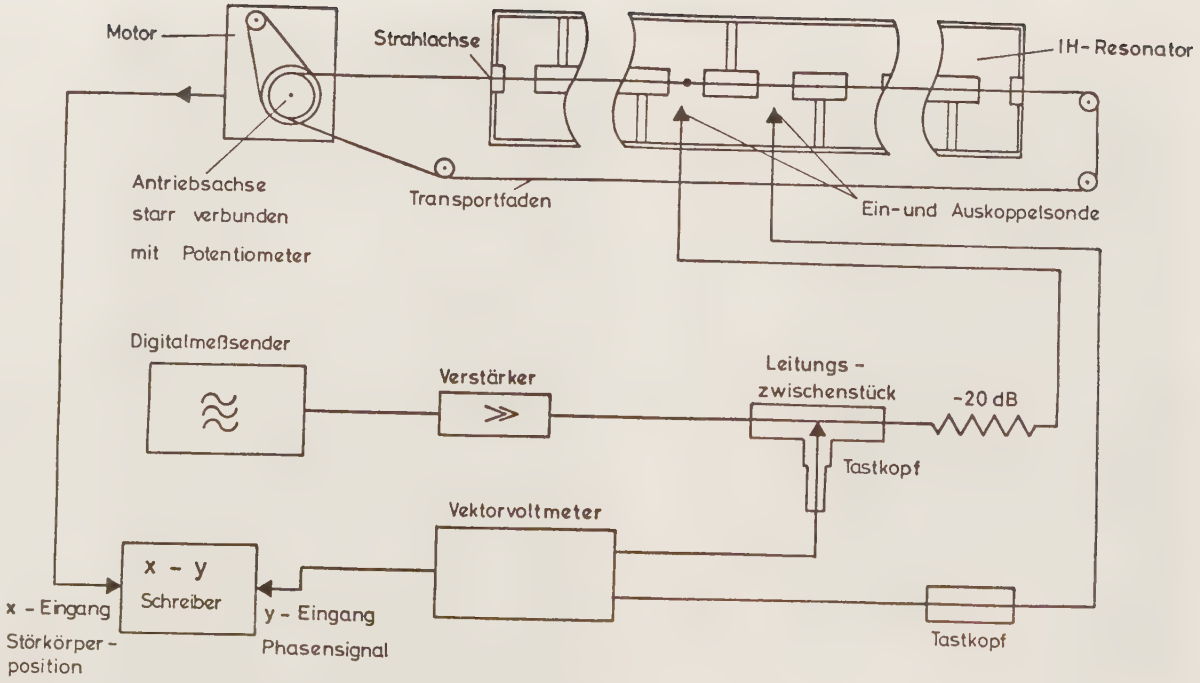


Abb. 33: Schematischer Aufbau der Meßanordnung

Verlustleistung ersetzen, und man erhält schließlich die ungestörten Feldgrößen E_u, H_u als von Verlustleistung P und Güte Q_o unabhängige Strukturgrößen $E_u/\sqrt{PQ_o}$ bzw. $H_u/\sqrt{PQ_o}$.

Aus diesem Grund können die Feldmessungen auf Meßsenderniveau durchgeführt werden. Insbesondere geht die Güte Q_o des Resonators (meist schlechtere Oberflächenbeschaffenheit in Modellresonatoren) sowie die momentane Verlustleistung nicht in den Meßwert ein. Die absoluten Feldwerte ergeben sich jedoch sofort aus den entsprechenden Betriebsdaten.

Lassen sich elektrische Felder in einem Resonator direkt durch die Benutzung eines dielektrischen Störkörpers bestimmen, so erreicht man dies für magnetische Felder nur durch Messungen mit sowohl metallischem als auch dielektrischem Störkörper, da bei der Messung mit einer metallischen Probe nur die elektrische und magnetische Gesamtstörung bestimmt werden kann.

Abb. 33 zeigt den schematischen Aufbau der Meßanordnung. Der Resonator wird von einem kleinen digitalen Meßsender (Ausgangsleistung < 20 mW) angesteuert. Die HF-Einkopplung muß lose erfolgen, da nur in diesem Fall die ungestörte Güte Q_o ein direktes Maß für die Verluste im Resonator darstellt. Statt der Frequenzverstimmung in Abhängigkeit vom Ort des Störkörpers wird die in der Nähe der Resonanzfrequenz der Frequenzänderung proportionale Phasenänderung zwischen Sender und Resonator über ein Vektorvoltmeter bestimmt. Ein dieser Phasenänderung proportionales Analogsignal des Vektorvoltmeters steuert den y-Eingang eines xy-Schreibers an. Der Störkörper ist auf einer dünnen Nylonschnur befestigt und kann mit einem Motor an die gewünschte Stelle im Resonator gefahren werden. Ein mit dem Motor verbundenes Potentiometer erlaubt dann über den x-Eingang des Schreibers eine analoge Aufzeichnung der Störwirkung in Abhängigkeit vom Ort der Probe.

Dieses Verfahren wurde insbesondere zur Bestimmung der Resonatoreffektivität benutzt. Hierzu wird ein dielektrischer Störkörper entlang der Strahlachse bewegt. Aus der ermittel-

ten Verteilung der elektrischen Feldstärke lassen sich Shuntimpedanz η_o und R_{p_o}-Wert bestimmen. Die Genauigkeit der Bestimmung hängt stark von der Größe der Probe ab und liegt bei den in diesem Kapitel beschriebenen Messungen wegen der notwendigen kleinen Störkörper (Durchmesser < 3 mm) bei ±10%.

Die unbelastete Güte Q_o erhält man direkt aus der Breite der Resonanzkurve (bei loser Ankopplung zwischen Sender und Resonator) als Frequenzdifferenz Δf der beiden Punkte, an denen die an einer Sonde abgegriffene Spannung um 3 dB verglichen mit dem Maximalwert abgenommen hat.

7.2 Messung von Dispersionseigenschaften und Effektivitäten

Im Abschnitt 3.4 konnte bereits eine gute Übereinstimmung zwischen den theoretisch berechneten Dispersionskurven und den Messungen von M. Bres et al. [17] gezeigt werden. Zur weiteren Überprüfung auch hinsichtlich der Effektivität wurden Messungen an einem 1 m langen Kupfer-Modellresonator mit 0,5 m Durchmesser durchgeführt. Hierzu standen die zwei folgenden Typen von Driftröhren aufgelötet auf Stützen mit rundem Querschnitt zur Verfügung:

Typ a.): Driftröhrendurchmesser 3 cm, -innendurchmesser 1,5 cm, -länge 3 cm, Fußdurchmesser 0,8 cm.

Typ b.): Driftröhrendurchmesser 2 cm, -innendurchmesser 1,0 cm, -länge 1,35 cm, Fußdurchmesser 1 cm.

Unterschiedliche Periodenlängen und Spaltabstände konnten durch Verschieben der Stützen auf zwei im Resonator eingeschraubten Führungsleisten realisiert werden [13]. Die Enddeckel sind verschiebbar, so daß zudem jede Tanklänge < 1 m eingestellt werden konnte.

Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, wurden die Eigenfrequenzen in Abhängigkeit vom Modenparameter μ auf zwei Arten bestimmt. Einmal durch Anregen der Grundmode bei N $\beta\lambda/2$-Zellen und weiterhin durch Anregen der p-ten axialen Obermoden bei $(p+1)N$ $\beta\lambda/2$-Zellen im Tank. Die Abweichung zwischen beiden Meßmethoden bei gegebenem μ betrug stets weniger als ±1 MHz.

Dies ist äußerst gering, wenn man bedenkt, daß einmal im Meßtank die Periodenlängen nur auf ±0,5 mm genau eingestellt werden konnten und andererseits die Symmetrie des Aufbaus mit identischen $\beta\lambda/2$-Zellen durch das Fehlen von "Halbstützen" auf den Enddeckeln gestört war (Abb. 8).

Die o.a. Messungen bestätigen die Theorie dahingehend, daß die Endblenden des Resonators bei gegebenem μ durch eine entsprechende unendliche Reihe von weiteren Zellen ersetzt werden können.

Bis zu $\mu = \pi/2$, d.h. 2 $\beta\lambda/2$-Zellen im Resonator (entsprechend einem entarteten Einfachspiralresonator) sind in den Abbildungen 34 und 35 die gemessenen Frequenzen für unterschiedliche Periodenlängen gegen den Parameter μ aufgetragen. Aufgrund der Einbautoleranzen konnten die Frequenzen für $\mu > \pi/2$ nur schlecht angeregt und gemessen werden, so daß auf eine Angabe verzichtet wurde. Die Gruppengeschwindigkeit erweist sich als strikt positiv, besitzt jedoch nicht am Punkt $\mu = \pi/2$ den größten Wert, wie dies aus der einfachsten Theorie identischer gekoppelter Schwingkreise erwartet wird. Messungen für Modenparameter nahe $\mu = 0$ konnten wegen des kurzen Resonators nicht durchgeführt werden. Die Frequenzabstände zwischen benachbarten Moden werden jedoch für $\mu \to 0$ deutlich kleiner und gehen nach den theoretischen Berechnungen gegen Null. Für die Nullmode ergibt sich dann gerade die Gruppengeschwindigkeit $v_g = 0$. Die Übereinstimmung zwischen den Messungen und der in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten Theorie ist besser als ±5%. Für eine Periodenlänge von 5,5 cm wurde zudem eine Struktur ohne Driftröhren untersucht. Der Stützendurchmesser betrug 0,8 cm. Für verschwindende kapazitive Last des Fußes zeigen sich hier die Grenzen der theoretischen Annahmen. Eine gute Übereinstimmung mit der Theorie konnte nur für $\mu < \pi/8$ erzielt werden (Abb. 34).

Gleichzeitig mit den Frequenzmessungen an den unterschiedlichen Strukturen wurden die unbelasteten Güten Q_o und mit der Störkörpermethode die Shuntimpedanzen η_o bestimmt. Für den Driftröhrentyp a zeigt Abb. 22 die berechneten Werte von Q_o und η_o in Abhängigkeit von μ. Die gemessenen Werte lagen im

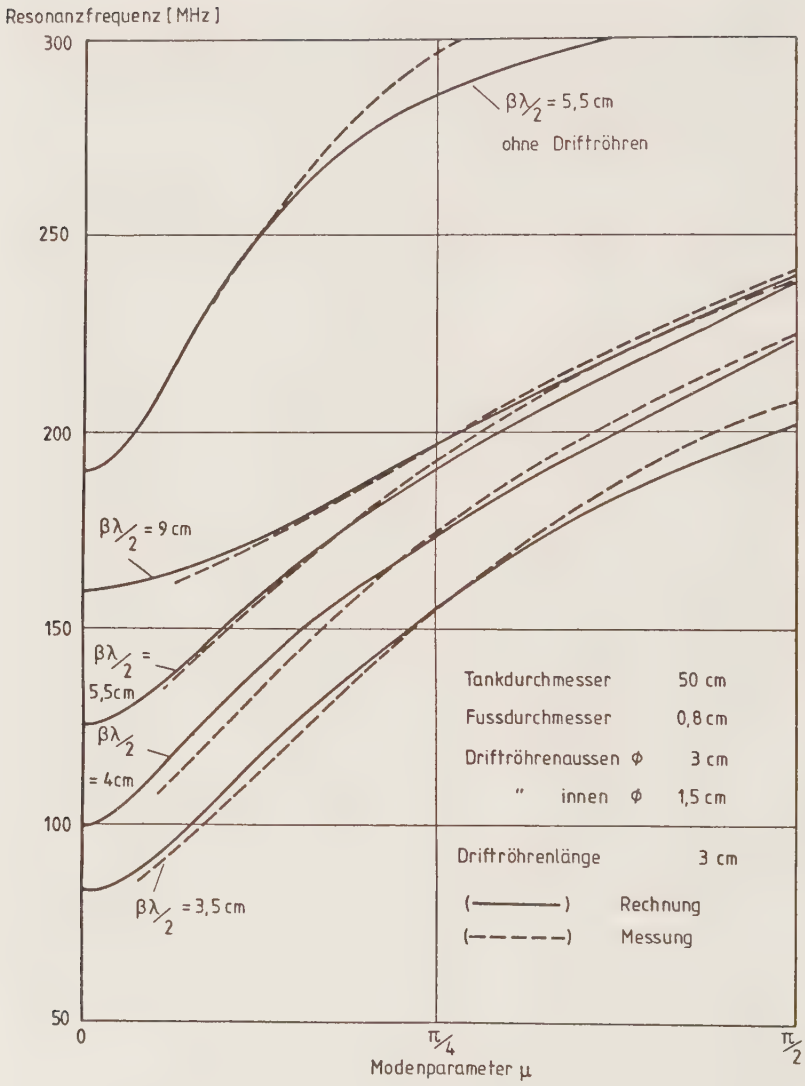


Abb. 34: Experimentell und theoretisch bestimmte Resonanzfrequenzen in Abhängigkeit von μ für den Driftröhrentyp a.

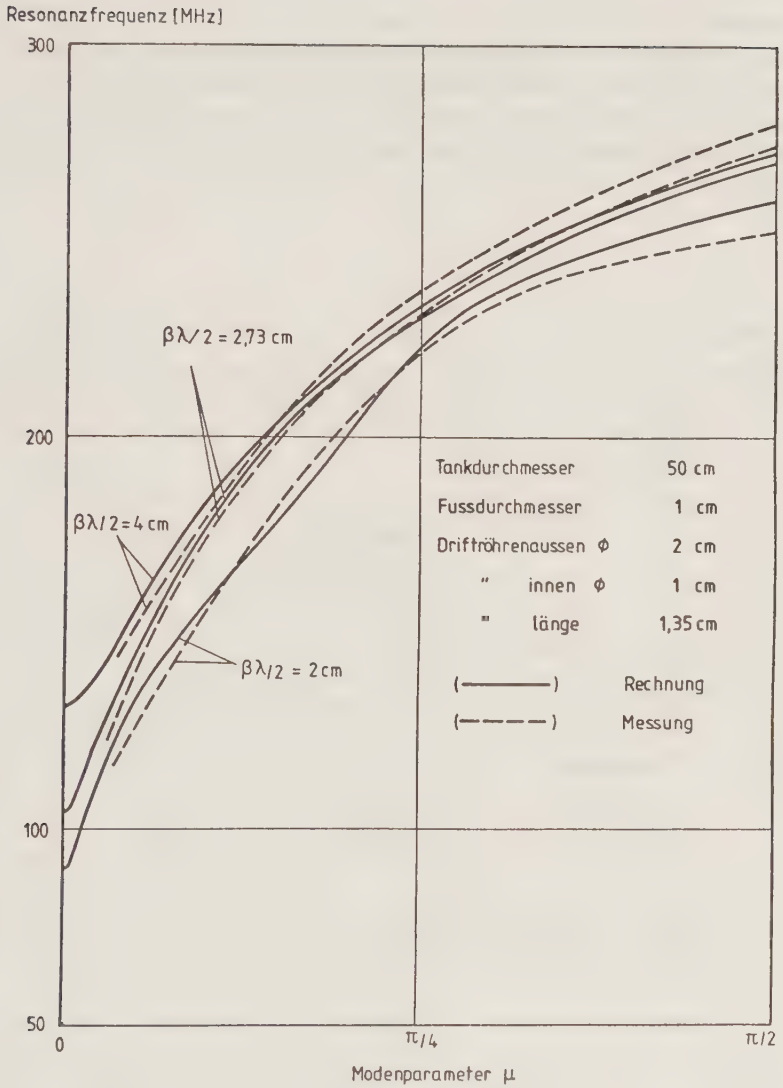


Abb. 35: Experimentell und theoretisch bestimmte Resonanzfrequenzen in Abhängigkeit von μ für den Driftröhrentyp b.

Bereich 40 - 75% der berechneten Werte und zeigten aufgrund stark wechselnder Übergangswiderstände insbesondere im Bereich der Enddeckel starke Schwankungen, so daß auf eine Angabe der experimentellen Werte in Abb. 22 verzichtet wurde. Trägt man jedoch die reine Strukturgröße η_o/Q_o auf (Abb. 36), so zeigt sich gute Übereinstimmung mit der Theorie.

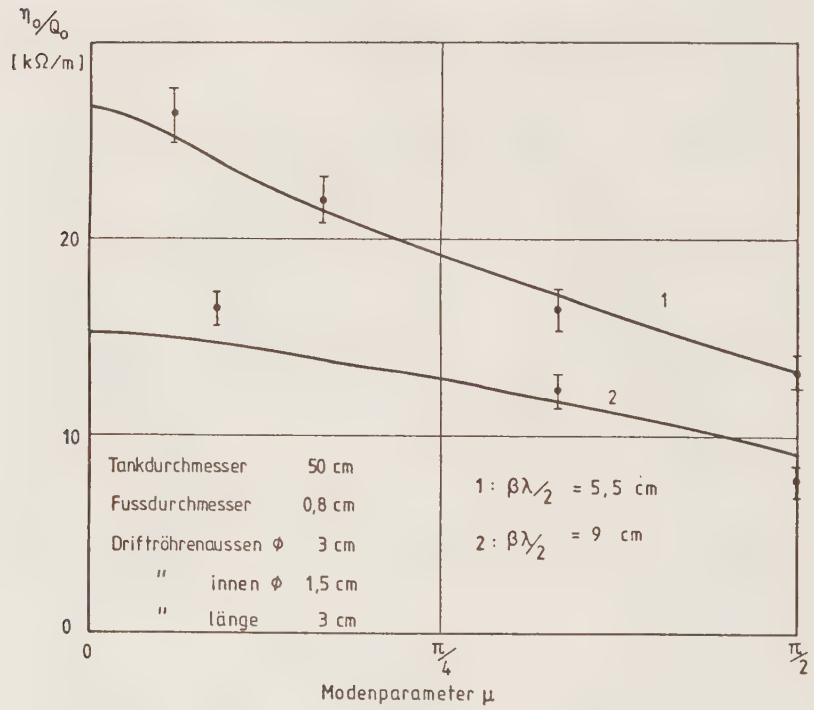


Abb. 36: Gegenüberstellung von theoretisch berechneten Werten η_o/Q_o und experimentellen Daten für den Driftröhrentyp a.

Eine entsprechende Gegenüberstellung für den Driftröhrentyp b zeigt Abb. 37. Insbesondere bestätigt sich die höhere Effektivität langer IH-Strukturen gegenüber kurzen Strukturen wie etwa Splitring (entsprechend $\pi/3$-Mode) oder Spirale (entsprechend $\pi/2$-Mode). Dies kann nach Abb. 20 mit dem Ansteigen der Gesamtinduktivität erklärt werden.

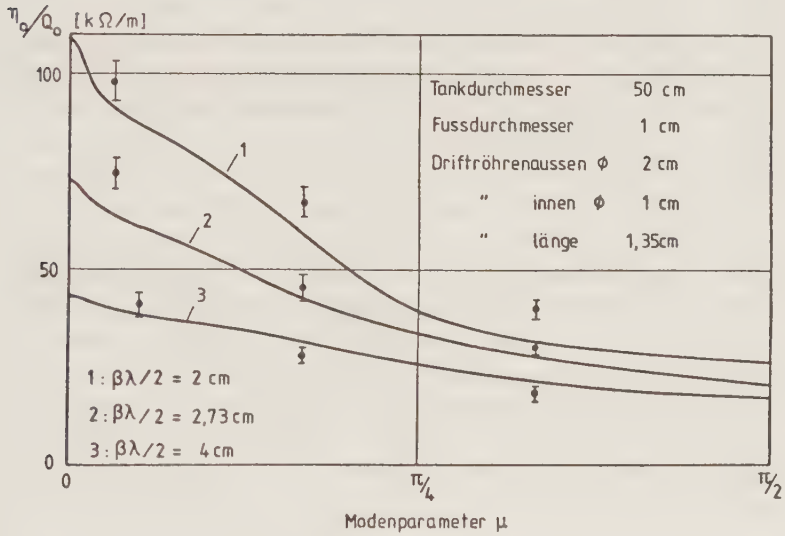


Abb. 37: Gegenüberstellung von theoretisch berechneten Werten η_o/Q_o und experimentellen Daten für den Driftröhrentyp b.

7.3 Stromverteilung auf der Driftröhrenstütze

Durch induktive (Wandströme) und kapazitive Belastung (Driftröhren) ist der Strom auf der Driftröhrenstütze nicht mehr cosinusförmig verteilt, sondern berechnet sich entsprechend Abschnitt 3.4 aus der gesamten elektrischen Leitungslänge. Die azimutale Stromverteilung auf Wand und Stütze wurde an verschiedenen Orten jeweils mit einer kombinierten Messung mit kugelförmigen metallischen und dielektrischen Störkörpern in der Nähe des stromführenden Leiters über das Magnetfeld H bestimmt. Hierzu wurde der elektrische Anteil der Gesamtstörung bei Messung mit der metallischen Probe aus der dielektrischen Messung bestimmt und berücksichtigt. Bei hinreichend großer Wandstärke des Leiters ist der Betrag des Magnetfeldes H an der Oberfläche gerade gleich dem Betrag der Flächenstromdichte am selben Ort. Zur Vermeidung von Randeffekten bei der Störkörpermessung [71] muß jedoch mindestens ein Abstand a zwischen Leiter und Störkörper, wobei a den Durchmesser der Probe darstellt, eingehalten werden. Unter der Annahme, daß sich das Magnetfeld an der Wand nur langsam in Normalenrichtung verändert, wurde die gemessene Feldstärke H gleich der Magnetfeldstärke an der Wand gesetzt. Für die runden Stützen wurde das H an der Leiteroberfläche unter der Annahme einer 1/r-Abhängigkeit aus der Messung bestimmt.

Aus der so bestimmten Flächenstromdichte, dem Stützendurchmesser und der Periodenlänge kann dann sofort auf den entsprechenden Wand- bzw. Stützenstrom geschlossen werden, wenn man noch berücksichtigt, daß die Wandströme beider Resonatorhälften zum Strom auf der Stütze beitragen.

Die Messungen wurden jeweils an der mittleren $\beta\lambda/2$-Zelle durchgeführt, um störende Einflüsse der axialen Wandströme auszuschließen. Der azimutale Wandstrom wurde an verschiedenen Stellen bestimmt und blieb im Rahmen ±5% konstant, wobei die absolute Genauigkeit der Magnetfeldmessung nicht besser als ±10% war.

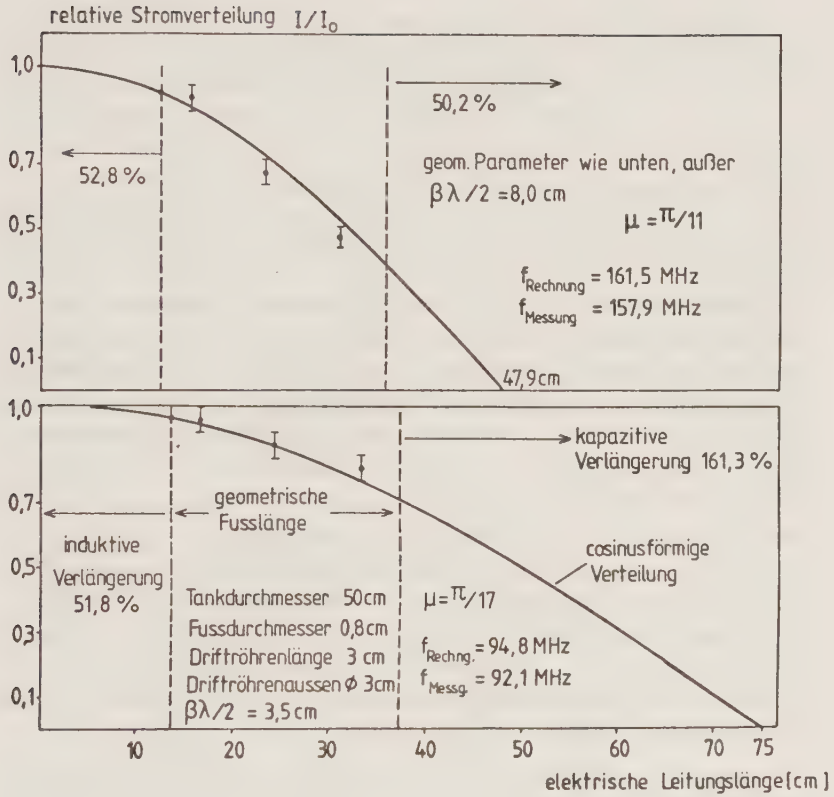


Abb. 38: Relative Stromverteilung entlang einer Stütze mit Driftröhren

Für eine kapazitiv stark und eine kapazitiv eher schwach belastete Struktur zeigt Abb. 38 die aus der H-Feldmessung bestimmte Stromverteilung auf der Stütze. Hier ist zusätzlich die aus der Theorie berechnete Verteilung aufgrund der Leitungsverlängerung angegeben. Die Messungen bestätigen den theoretischen Verlauf und die Annahme der Betrachtung der Stütze als kapazitiv und induktiv belastete λ/4-Leitung. Zusammen mit der guten Übereinstimmung zwischen Theorie und

Experiment bezüglich Frequenz und η_o/Q_o erweisen sich die Formeln zur Berechnung der konzentrierten kapazitiven und induktiven Schaltelemente als brauchbare Näherungslösungen.

7.4 Messungen zur axialen Feldverteilung

Für eine IH-Struktur mit separaten Stützen für die Driftröhren, bestehend aus identischen $\beta\lambda/2$-Zellen, ist die axiale Verteilung der Spaltspannungen notwendigerweise sinusförmig. Ist die Driftröhrenkonfiguration zusätzlich auf zunehmende Teilchengeschwindigkeit ausgelegt, so zeigt sich eine dem sinusförmigen Verlauf überlagerte Konzentration der Spaltspannungen in den Zellen mit erhöhter Kapazität [13,41]. Zur besseren Verteilung der Hochfrequenzverluste, sowie zur Herabsetzung der Spitzenfeldstärken bei gegebener Gesamtresonatorspannung, und aus teilchendynamischen Gründen ist es wünschenswert, die axiale Spannungsverteilung zu begradigen (Flatness). Daß dies prinzipiell auch bei nicht konstanter Periodenlänge durch zum Rand der Struktur hin kontinuierlich zunehmende Spaltkapazitäten möglich ist, konnte am hiesigen Institut [13] und am Beispiel des Münchner Nachbeschleunigers [32] gezeigt werden.

Im folgenden sollen, entsprechend dem in Kapitel 5 gesagten, Möglichkeiten aufgezeigt werden, die erlauben, eine konstante axiale Feldverteilung auch auf einfacherem Weg zu erhalten. Hierbei soll von einem konstanten Driftröhrenprofil ausgegangen werden. Weiterhin soll die Frequenzfeineinstellung durch Tuner für den Hochleistungsbetrieb untersucht werden.

a) Änderung der axialen Feldverteilung durch Vergrößern der Kapazität zweier Randbeschleunigungsspalte

Als einfachste Möglichkeit wurden zunächst die Randkapazitäten, d.h. die Kapazitäten zwischen Endplattendriftröhre und erster bzw. letzter Driftröhre variabel gestaltet. Zu diesem Zweck konnten die Enddriftröhren in der Platte verschoben werden. Bei dieser, sowie den folgenden Messungen wurde der

o.a. angeführte Modellresonator mit folgenden Abmessungen und Strukturparametern benutzt:
Länge 1 m, Durchmesser 0,5 m, 14 Drifträhren auf 8 mm Cu-Rohr, Außendurchmesser 3 cm, Apertur 1,5 cm, Länge 3 cm. Die Driftrährenanordnung war äquidistant mit einer Periodenlänge von 5,5 cm und einem Verhältnis Spaltweite zu Periodenlänge von 0,455. Die verschiebbaren Enddrifträhren besaßen ebenfalls 3 cm Außen-, sowie 1,5 cm Innendurchmesser.

Die Messungen zeigten, daß i.a. bei einer größeren Anzahl von $\beta\lambda/2$-Zellen ($N > 10$) keine befriedigende Flatness erreicht werden kann. Selbst bei zehnfacher Kapazität der Randzellen (g_1, g_{15}) konnte dort nur etwa 70% der Spannung U_o in den mittleren Beschleunigungszellen erreicht werden (Abb. 39).

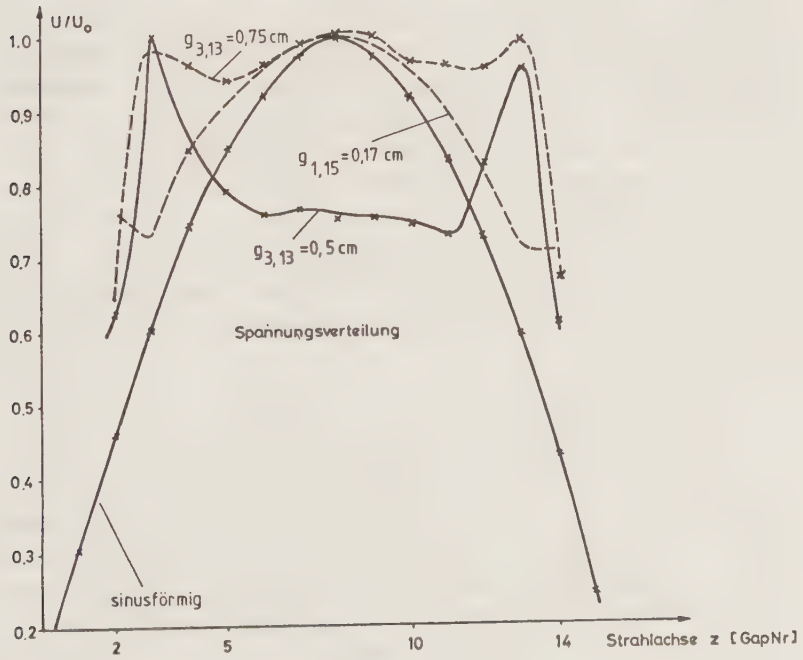


Abb. 39: Relative axiale Spannungsverteilung bei geänderten Randspaltkapazitäten

Die Abnahme der Resonanzfrequenz liegt hier mit $\Delta f/f_o = -2,5\%$ sehr niedrig und folgt aus der Zunahme der Gesamtkapazität. Durch das extreme Ansteigen der Ströme auf den Driftröhrenstützen des Strukturrandes sinkt jedoch die Güte Q_o um mehr als 14% ab (Abb. 40).

Wählt man variable Spaltkapazitäten für g_3 und g_{13}, so konnte ein hinreichend konstantes Spannungsprofil erreicht werden (Abb. 39). Entsprechend Abb. 41 liegen hier $\Delta f/f_o$ bei -4,5% und $\Delta Q/Q_o$ bei -9,5%. Für einen Hochleistungsaufbau wird man im allgemeinen mehrere Randbeschleunigungszellen mit erhöhter Kapazität belasten müssen, um ein zu starkes Ansteigen der Verluste auf den Stützen zu vermeiden, da bei zu geringem Durchmesser der Driftröhrenstützen Kühlprobleme und eine starke Abnahme der Effektivität zu erwarten sind.

Durch Verkleinern der Spaltweiten treten zudem stark überhöhte Feldstärken auf, so daß stattdessen größere Driftröhrendurchmesser gewählt werden sollten, um die benötigte Kapazität zu erreichen. Da diese Driftröhren zum Teil sehr groß sein müssen, könnten sie am Anfang und am Ende der Struktur zur Aufnahme von Strahlführungselementen dienen. Diese Nutzung ist z.B. für den 2f-Schwerionennachbeschleuniger in München vorgesehen [43].

Generell tritt bei den o.a. Methoden neben einer Frequenzverstimmung eine Reduzierung von Güte und Shuntimpedanz um etwa 15% auf, wie es aufgrund der erhöhten Gesamtkapazität zu erwarten ist.

b) Änderung der axialen Feldverteilung durch Stabilitätsschienen

Bei einer weiteren Modellstruktur (Tanklänge 1 m, Durchmesser 0,5 m, 30 Driftröhren auf einzelnen Stützen mit 10 mm Durchmesser, Driftröhrenaußendurchmesser 2 cm, -innendurchmesser 1 cm, -länge 1,35 cm) wurden bei einer Periodenlänge von 2,75 cm zur Verbesserung der Justierbarkeit und der mechanischen Stabilität unter Hochleistung beide Reihen von Stützen mit Stabilitätsschienen versehen (siehe Abb. 47, Kapitel 8).

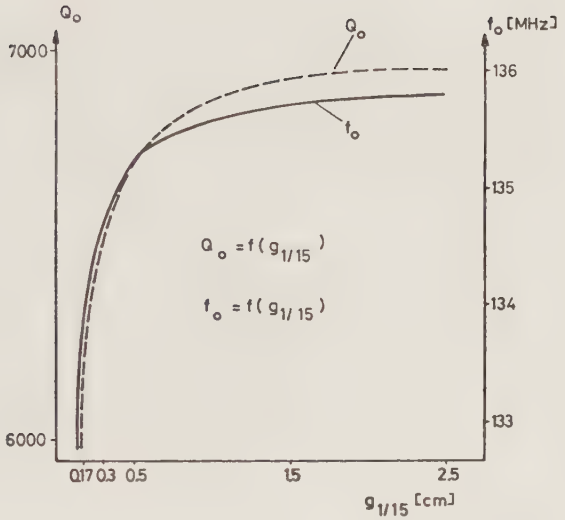


Abb. 40: Frequenz und Güte als Funktion der Randspaltweiten

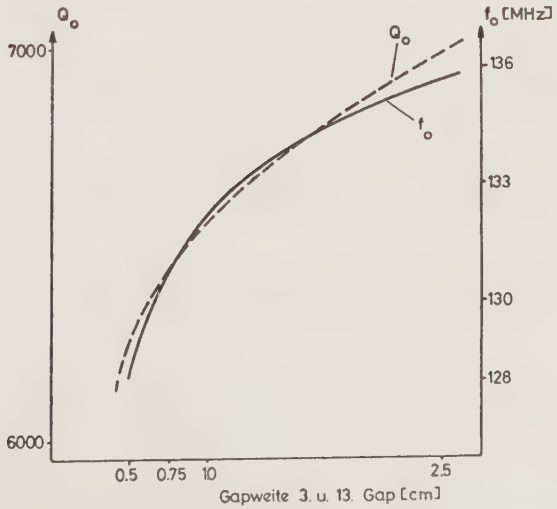


Abb. 41: Frequenz und Güte als Funktion der Spaltweiten in Spalt 3 und 13

Die Schienen bestanden aus jeweils zwei miteinander verschraubten Kupfer-Rechteckrohren mit entsprechenden Einfräsungen zur Aufnahme der runden Driftröhrenstützen. Dies gewährleistet neben einem guten HF-Kontakt eine genaue Fixierung und Einstellung der $\beta\lambda/2$-Abstände. Verschiebt man die Leisten von der Innenwand des Resonators in Richtung Strahlachse, so nimmt die Frequenz zunächst leicht zu (Verdrängung des großen Wandmagnetfeldes), um dann wieder ihren Ausgangswert zu erreichen. Bei weiterer Annäherung an die Driftröhren sinkt die Frequenz dann, wegen des Auftretens von Streukapazitäten, ab (Abb. 42). Mit abnehmendem Abstand zwischen Leisten und Strahlachse kann eine zunehmende Verflachung der ursprünglich sinusförmigen Spannungsverteilung erzielt werden (Abb. 43).

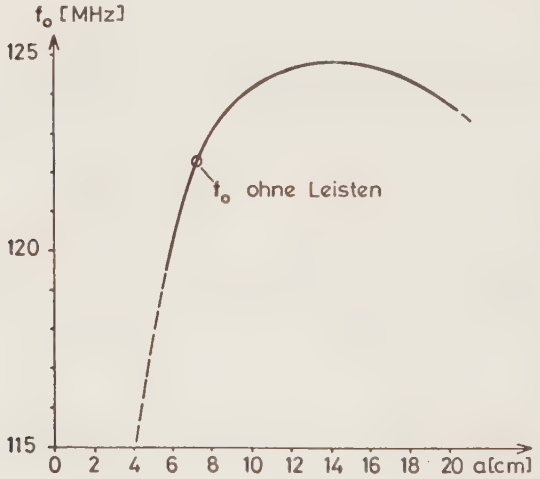


Abb. 42: Resonanzfrequenz in Abhängigkeit vom Abstand a zwischen Leisten und Strahlachse

Für die o.a. Modellanordnung ist die Flatness für einen Abstand Leiste-Strahlachse von a = 5,25 cm nahezu vollständig ($U_i/U_{max} \geq 0{,}85$). Die Änderung der Resonanzfrequenz durch das Einbringen der Leisten in die Struktur ist mit -2,5% klein.

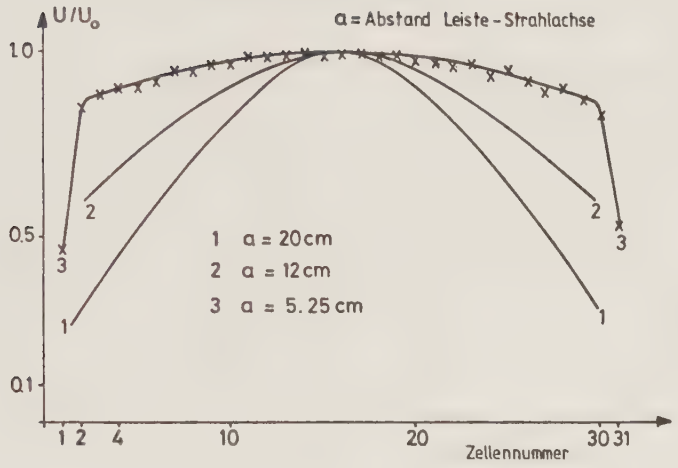


Abb. 43: Relative axiale Spannungsverteilung in Abhängigkeit vom Abstand a zwischen Leisten und Strahlachse

Änderungen in Güte und Shuntimpedanz konnten im Rahmen der Meßgenauigkeit (± 5%) nicht festgestellt werden. Dies ist nach dem in Kap. 5 gesagten verständlich, denn es treten an keiner Stelle im Resonator überhöhte Verluste auf. Bei weiterer Annäherung erhält man einen noch besseren axialen Feldverlauf. Gleichzeitig treten jedoch wegen der kapazitiven Streufelder starke Asymmetrien der Beschleunigungsfelder auf, so daß eine solche Konfiguration praktisch nicht genutzt werden kann.

Wählt man den Abstand a an einem Ende der Struktur groß und läßt man die Leisten pfeilförmig zum anderen Ende hin aufeinanderzulaufen, so erzielt man eine Anhebung der Beschleunigungsspannungen nur an der Strukturseite mit kleinem a. Dies wäre z.B. interessant, um bei realem, d.h. der zunehmenden

Ionengeschwindigkeit angepaßtem Drifttröhrenprofil, wieder eine sinusförmige Spannungsverteilung zu erreichen.

c) Feineinstellung der Frequenz durch Tuner

Betrachtet wurde hier die kapazitive Frequenzverstimmung der in Punkt b) angeführten Modellstruktur durch eine Kupferplatte (900 x 100 mm). Um einer Veränderung der axialen Spannungsverteilung vorzubeugen, entsprach die Länge des Tuners der Strukturlänge. Wegen der starken Konzentration der Kapazitäten in den Drifttröhren muß zur merklichen Frequenzverschiebung ein geringer Abstand zwischen Tuner und Drifttröhren gewählt werden. Bei einem mittleren Abstand von 7 cm und einem Hub von ± 2,5 cm konnte eine Frequenzvariation von ± 0,5 MHz erreicht werden [34]. Dies ist für den Hochleistungsbetrieb ausreichend, wie die gemessenen thermischen Frequenzänderungen einer ähnlichen Struktur unter Hochleistung zeigten (s. Kap. 8).

8. Aufbau eines Hochleistungsprototyps zur Nachbeschleunigung von CO^+-Molekülen

Wie in Abschnitt 6.1 ausgeführt, ist der IH-Resonator für kleine Teilchengeschwindigkeiten β eine sehr effektive Struktur. Dies gilt insbesondere für $\beta < 0{,}05$ und kleine kapazitive Belastung durch die Drifttröhren. Kann bei Verwendung der Struktur als Vorbeschleuniger hinter statischen Maschinen oder RFQ-Strukturen keinesfalls auf den Einbau von Fokussierungselementen verzichtet werden (was zu einer Reduzierung der erreichbaren Shuntimpedanzen führt), so kann bei Einsatz als Nachbeschleuniger, insbesondere wenn hoher Energiegewinn pro Beschleunigerlänge gewünscht wird, unter Umständen auf den Einbau verzichtet werden. Dem Verlust an Strahlqualität kann dann bei nicht zu langen Strukturen, durch Wahl der Sollphase $\varphi_s = 0°$ oder durch alternierende Phasenfokussierung (APF), außerhalb des Resonators durch Fokussierungselemente entgegengewirkt werden. Zur merklichen Beschleunigung von schweren Molekülionen sind aber gerade hocheffektive Strukturen notwendig, die zudem eine hohe Beschleunigungsrate aufweisen.

Am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main existiert ein "single ended"-7 MV-Van de Graaff. Nach einem Folienstripper und dem 90°-Biegemagneten kann der Strahl in einem separaten Strahlengang in zwei, am hiesigen Institut entwickelten Nachbeschleunigersektionen (3-fach Spiral- und Splitringresonator [3,20,49]) nochmals eine Spannung von ca. 2 MV durchfallen, so daß in etwa eine Verdoppelung der Ausgangsenergie der statischen Maschine erreicht wird. Wegen des geringen Masse-Energieprodukts ($A \cdot T/\xi^2$ = 60 MeV) des 90°-Magneten kann der Gleichspannungsbeschleuniger für schwere Ionen und Moleküle nicht voll ausgefahren werden. Ein zusätzlicher Strahlengang mit zwei 45°-Magneten mit einem gesamten Masse-Energieprodukt von 120 MeV ist momentan im Aufbau. Dieser könnte z.B. auch für schwere Molekülionen und anschließender Nachbeschleunigung genutzt werden.

Aufbauend auf diesen Randbedingungen soll im nächsten Abschnitt der Aufbau und die Eigenschaften einer IH-Struktur

für CO^+-Ionen beschrieben werden. Aus den Magnetdaten errechnet sich die Eingangsenergie der Moleküle zu 4,29 MeV bzw. 153 keV/N für ein Molekulargewicht von 28. Mit diesem Hochleistungsresonator soll gleichzeitig demonstriert werden, daß Shuntimpedanzen η_o > 500 MΩ/m bei geringer kapazitiver Belastung der Struktur realistisch sein können.

8.1 Eigenschaften der Struktur

Wegen der am Institut vorhandenen Hochleistungssender wurde eine Betriebsfrequenz von 108,48 MHz bei einem Resonatordurchmesser von 50 cm und einer Länge von 1,0 m gewählt. Aufgrund vorangegangener Rechnungen und aus den Messungen mit einem Modellresonator mit ähnlicher Geometrie (s. Abschnitt 7.2 und 7.4) konnte eine Güte im Bereich von 10 000 bei einer Shuntimpedanz von η_o > 600 MΩ/m erwartet werden.

Wegen der kurzen Länge des Resonators und des kleinen Ladungs-Masseverhältnisses $\xi/A = 1/28$ ist die Wahl eines geeigneten Driftröhrenprofils zur Anpassung an die zunehmende Teilchengeschwindigkeit weit weniger kritisch als etwa bei leichten Ionen. Für eine Resonatorgesamtspannung von 3 MV wurden vier verschiedene Realisierungsmöglichkeiten von Driftröhrenkonfigurationen untersucht [72], wobei die Wahl einer Struktur mit konstant zeitlich negativer Sollphase in den Beschleunigungsspalten wegen der kritischen radialen Teilchendynamik von vornherein ausgeschlossen wurde. Die untersuchten Konfigurationen sind im einzelnen:

a) ein an die zunehmende Teilchenenergie angepaßtes Profil mit HF-Phase $\varphi_s = 0°$ für das Sollteilchen,

b) ein ebenfalls an die Teilchengeschwindigkeit angepaßtes Profil mit $\varphi_s = 20°$, gleichbedeutend mit radialer Fokussierung bei axialer Defokussierung,

c) ein konstantes Geschwindigkeitsprofil, das sich in etwa an der mittleren Teilchenenergie im Tank orientiert. Der daraus resultierende Phasenschlupf wirkt wie ein System

alternierender HF-Phasen in den Beschleunigungsspalten mit dem Ergebnis radialer Nettofokussierung und

d) ein Stufenprofil, wobei die konstante Periodenlänge $\beta\lambda/2$ in der Mitte des Resonators auf einen höheren Wert springt. Der Phasenschlupf der Teilchen ist dann geringer als im Fall c).

Tabelle 1 zeigt die mit einem linearen Vielteilchenprogramm berechneten Struktureigenschaften. Die Resonatorgesamtspannung beträgt jeweils 3 MV, wobei für 31 Zellen auf die beiden Endzellen je 50 kV, auf die restlichen Zellen je 100 kV entfallen. In der Tabelle sind angegeben: der Bereich der Eintrittsphasen $\Delta\varphi(90\%)$ und der Eintrittsenergie $\Delta T(90\%)$ in der mehr als 90% des maximalen Energiegewinns erreicht wird, der gesamte Transittimefaktor TT als Verhältnis von effektiver Resonatorspannung zur Gesamtspannung für das Sollteilchen, die HF-Phasen für das Referenzteilchen in den einzelnen Beschleunigungszellen und die sich auf das Intervall $\Delta\varphi(90\%)$ beziehende normierte radiale Akzeptanz A^*. Die Eintrittsenergie beträgt 153 keV/N bei $\xi/A = 1/28$, die Apertur der Driftröhren 1 cm.

Für den Bau des Hochleistungsprototyps wurde schließlich Profil c mit konstanter Periodenlänge gewählt. Die Gründe liegen einmal in der größten radialen Akzeptanz, die zudem über den gesamten Einfangbereich nahezu konstant bleibt, weiterhin in einem großen Phasenbereich, in dem nahezu gleiche Austrittsenergien erreicht werden (s. Abb. 45), gleichbedeutend mit guter Energieschärfe des Strahls und zudem in einem einfachen mechanischen Aufbau. Die konstanten Periodenlängen gestatten zudem ein einfaches Erreichen einer konstanten axialen Feldverteilung durch Anbringen der in Abschnitt 7.4 beschriebenen Stabilitätsleisten ohne Einbußen an Effektivität.

Ausgehend von der Geometrie des Modellresonators wurde die Betriebsfrequenz von 108,48 MHz durch einen größeren Durchmesser der jeweils drei ersten und letzten Driftröhren und durch einen größeren Durchmesser der Stützen, der zudem eine Steigerung der Effektivität zur Folge hat, erreicht.

Tabelle 1

Driftröhrenprofile für 153 keV/N CO^+-Molekülionen

Profil a Periodenlängen: L_p = 2,51 - 3,14 cm
Transittimefaktor: TT = 0,852
$\Delta T(90\%)$ = 17,0 keV/N
$\Delta\varphi(90\%)$ = 58°
HF-Phase des Sollteilchens: φ_s = 0°
radiale Akzeptanz: A^* = 0,6 - 1,3 π mm mrad

Profil b Periodenlängen: L_p = 2,51 - 3,11 cm
Transittimefaktor: TT = 0,801
$\Delta T(90\%)$ = 17,8 keV/N
$\Delta\varphi(90\%)$ = 70°
HF-Phase des Sollteilchens: φ_s = 20°
radiale Akzeptanz: A^* = 0,4 - 1,5 π mm mrad

Profil c Periodenlängen: L_p = 2,75 cm = const.
Transittimefaktor: TT = 0,661
$\Delta T(90\%)$ = 10,1 keV/N
$\Delta\varphi(90\%)$ = 65°
HF-Phasen des Sollteilchens: φ_s = -55° in Spalt 1
über φ_s = 48° in Spalt 16 nach φ_s = -70° in Spalt 31
HF-Phasen bilden ein DFFD-Linsensystem zur alternierenden Phasenfokussierung
radiale Akzeptanz: A^* = 1,4 - 1,6 π mm mrad

Profil d Periodenlängen: L_p = 2,66 cm für Spalte 1-15;
L_p = 2,98 cm für Spalte 16-31
Transittimefaktor: TT = 0,833
$\Delta T(90\%)$ = 16,0 keV/N
$\Delta\varphi(90\%)$ = 75°
HF-Phasen des Sollteilchens: φ_s = -24° in Spalt 1
über φ_s = 16° in Spalt 8 nach φ_s = -21° in Spalt 15
und von φ_s = -22° über φ_s = 12° in Spalt 23 nach
φ_s = -20° in Spalt 31
HF-Phasen bilden ein DFFDDFFD-Linsensystem zur alternierenden Phasenfokussierung
radiale Akzeptanz: A^* = 0,5 - 1,4 π mm mrad

Die Parameter des Hochleistungsprototyps sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Tabelle 2

Parameter des CO^+-Hochleistungsresonators

Resonanzfrequenz	f_o = 108,48 MHz
Resonatordurchmesser	D = 50 cm
Resonatorlänge	L = 104 cm
Anzahl der $\beta\lambda/2$-Zellen	N = 31
Periodenlänge $\beta\lambda/2$	L_p = 27,5 mm = const.
Driftröhren:	
Außendurchmesser	d = 20 mm
für Randdriftröhren	d = 30 mm
Innendurchmesser	d = 10 mm
Länge	L = 15 mm
Beschleunigungsspaltweite	g = 12,5 mm
Driftröhrenstützendurchmesser	a = 12 mm
Stabilisierungsleisten	20 x 24 x 920 mm
Güte	Q_o = 9500
Shuntimpedanz	η_o = 700 MΩ/m
Teilchenparameter:	
Eintrittsenergie	T_e = 153 keV/N = 4,28 MeV
Austrittsenergie	T_a = 224 keV/N = 6,27 MeV
Ladung/Masse	ξ/A = 1/28
Resonatorgesamtspannung	U_o = 3 MV
effektive Resonatorspannung	U_{eff} = 1,98 MV
Transittimefaktor	TT = 0,66
Hochfrequenzverlustleistung	P = 12,4 kW
max. E-Feld an Oberfläche	E_s = 15,5 MV/m
normierte radiale Akzeptanz	A^* = 1,4 - 1,6 π mm mrad

Mittels der angebrachten Stabilitätsleisten und vergrößerter Randspaltkapazitäten konnte eine nahezu konstante axiale Spannungsverteilung erreicht werden. Sieht man von den Randbeschleunigungszellen ab, so ergab sich das Verhältnis von Spannung in den Zellen zu maximaler Spaltspannung zu $U/U_{max} \geq 0,85$.

Die Abbildungen 44 und 45 zeigen den Transittimefaktor TT in Abhängigkeit von der Eintrittsenergie und HF-Phase des Sollteilchens in der Mitte des ersten Beschleunigungsspalts. Bemerkenswert ist der nahezu konstante Energiegewinn in einem weiten Phasenbereich.

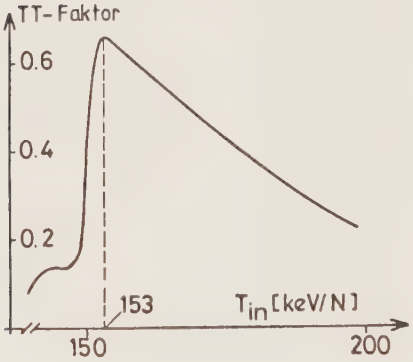


Abb. 44:
Transittimefaktor als Funktion der Eintrittsenergie für den CO^+-Hochleistungsprototyp

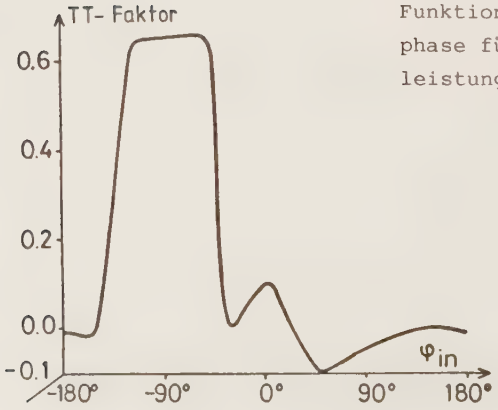


Abb. 45:
Transittimefaktor als Funktion der Eintrittsphase für den CO^+-Hochleistungsprototyp

In einem Intervall der Eintrittsphasen von $\Delta\varphi = 63°$ ist die Energieunschärfe des Strahles $\Delta T/T \leq 2\%$. Die radiale normierte Akzeptanz ist mit $A^* = 1{,}4 - 1{,}6\,\pi$ mm mrad besser als bei einer vergleichbaren $\varphi_s = 20°$ Sollphasenstruktur (s. Tabelle 1). Durch die Wahl einer konstanten Periodenlänge ergibt sich ein Phasenschlupf für das Sollteilchen, den man aus Abbildung 46 entnehmen kann. Die HF-Felder wirken zunächst defokussierend, dann jedoch über mehr als die Hälfte des Resonators fokussierend, dann am Ende der Struktur wiederum defokussierend und bilden so ein DFFD-Linsensystem mit radialer Nettofokussierung. Für relativ hohe beschleunigende Felder um 3 MV/m können so die Akzeptanzen selbst bei niedrigen Werten für ξ/A deutlich verbessert werden.

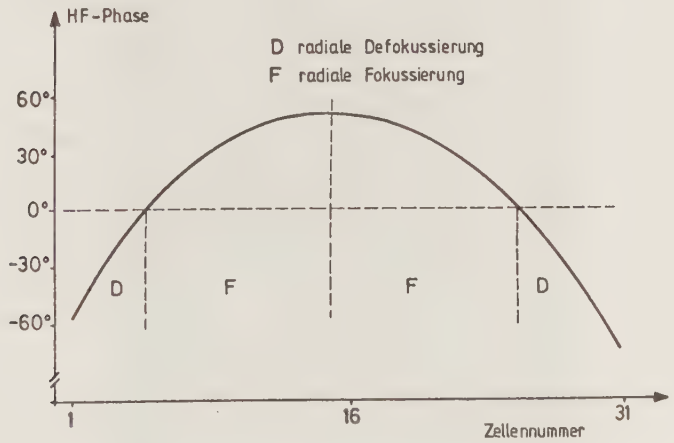


Abb. 46: Phasenschlupf für das Sollteilchen im CO^+-Hochleistungsprototyp

Resonatortank und Struktur sind aus OFC-Elektrolyt-Kupfer in der institutseigenen Werkstatt gefertigt. Die die Driftröhren tragenden Stützen jeweils einer Seite sind in eine gemeinsame massive Kupferplatte eingelötet und werden von außen mittels

in die Stützen hineinragender Innenrohre wassergekühlt. Auf eine Kühlung der Drifträhren wurde wegen ihrer geringen Größe und aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit des Kupfers verzichtet. Die fünfzehn Stützen jeder Seite werden dann jeweils parallel von einer gemeinsamen Speiseleitung mit Wasser versorgt. Die beiden die Struktur tragenden Kupferplatten werden mit zwei in den zylindrischen Außenleiter eingelöteten Trägern verschraubt. Eingelegte O-Ringe sorgen für vakuumdichten Abschluß. In die Träger selbst sind längliche Schlitze eingefräst, durch die die Wasserversorgung der Struktur nach außen geführt werden kann.

Die für die axial konstante Feldverteilung notwendigen Stabilitätsleisten (Abb. 47) bestehen aus zwei gegeneinander verschraubten 12 x 20 x 920 mm Vierkantrohren, die im Abstand $\beta\lambda$ = 55 mm die Driftrährenstützen aufnehmen und so neben

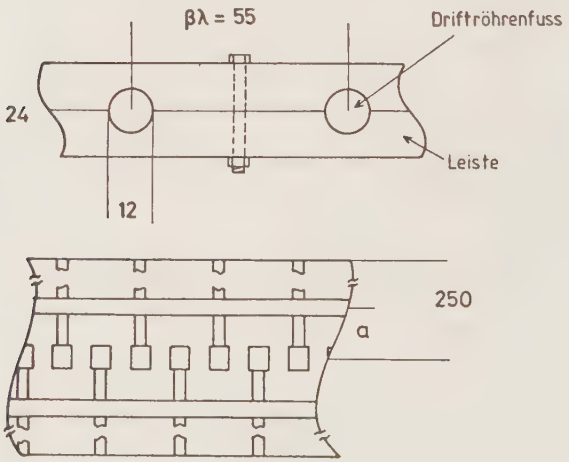


Abb. 47: Prinzipieller Aufbau der CO^+-Struktur mit Stabilitätsleisten

guter mechanischer Stabilität auch eine genaue Einhaltung der Driftröhrenabstände gewährleisten.

Die Hochfrequenzleistung wird über eine 50 Ω-Koaxialleitung und eine am Institut entwickelte induktive, drehbare Ankoppelschleife in der Mitte des Resonators eingespeist. Für das nötige Betriebsvakuum sorgt eine direkt unterhalb des Tanks angebrachte Kryopumpe mit externem Kompressor. Abbildung 48 zeigt den gesamten Resonatoraufbau, Abbildung 49 die innere Struktur einschließlich der Einkoppelschleife.

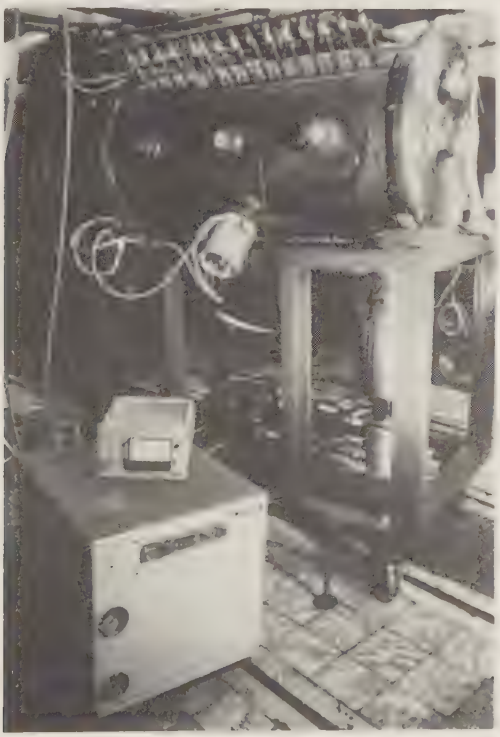


Abb. 48: Experimenteller Aufbau der CO^+-Struktur

Abb. 49: Driftröhrenkonfiguration der CO^+-Struktur

8.2 Hochleistungstests

Für die Hochleistungsmessungen wurde ein Hochfrequenzsender der Firma Herfurth benutzt. Die höchste Leistungsabgabe liegt bei 100 kW und 100% ED (Einschaltdauer) und im Pulsbetrieb bei 25% ED können bis zu 200 kW erreicht werden. Pulsfrequenz und Pulslänge werden außerhalb des eigentlichen Senders in einem Pulsgenerator erzeugt. Das Tastverhältnis kann bei kontinuierlicher Änderung der Pulsfolgefrequenz konstant gehalten werden. Der Sender besitzt eine Bandbreite von ± 0,5 MHz bei einer Mittenfrequenz von 108,48 MHz. Eine eingebaute Regelung mit einer Bandbreite von 20 kHz regelt das Vorlaufsignal auf der Senderleitung bzw. das Sondensignal des Reso-

nators. Vor- und Rücklaufsignal der 50 Ω-Koaxialleitung werden über ein Reflektometer bestimmt. Die Signale können über zwei Mixer (DBM) einer Anpassungsanzeige zugeführt werden. Im automatischen, sowie bei manuellem Betrieb kann optimale Anpassung durch Einstellen eines minimalen Rücklaufsignals erreicht werden. Bei den Messungen wurde zeitweise ein CBM-Mikroprozessorsystem zur Steuerung und Überwachung des Senders eingesetzt [73]. Die Phasenlage zwischen Sondensignal und Vorlaufsignal bzw. Signalgenerator kann mit einem Oszillograph kontrolliert werden. Eine Sicherheitsschaltung sorgt bei Ansteigen des Resonatordrucks auf Werte $>10^{-5}$ mbar für eine Abschaltung der Hochfrequenz. Über ein auf die vorlaufende Hochfrequenz geeichtes Instrument kann die dem Resonator zugeführte HF-Leistung bestimmt werden. Eine genauere Leistungsbestimmung wird jedoch über eine geeichte Resonatorsonde vorgenommen. Die Messung der Wassertemperatur in Zu- und Ablauf, zusammen mit der Durchlaufmenge, gestatten zudem eine direkte Bestimmung der Kühlleistung. Daraus konnte jedoch im vorliegenden Fall nur bedingt auf die Gesamtverlustleistung geschlossen werden, da Außenleiter und Enddeckel des Resonators nicht gekühlt wurden. Den gesamten Hochleistungsaufbau zeigt Abb. 50.

Das Betriebsverhalten des CO^+-Prototypresonators wurde für Pulsfolgefrequenzen bis zu 150 Hz bei einer Einschaltdauer zwischen 1,5% und 100% (Dauerstrichbetrieb) eingehend getestet. Wegen der hohen Effektivität der Struktur und wegen kleiner Spaltweiten (1 kV Spaltspannung bei nur 1,3 W HF-Leistung) wurde weder bei dem Betrieb mit dem Hochleistungssender, noch beim Einfahren des Resonators mittels eines kleinen 50 W-Senders, Multipactoring beobachtet.

Der Designwert der Gesamtresonatorspannung von 3 MV wurde bei 25% ED und einer Pulsfrequenz von 48 Hz mit 12,4 kW Verlustleistung erreicht. Die maximale elektrische Oberflächenfeldstärke ergibt sich dann zu E_s = 15,5 MV/m. Erste Überschläge traten bei E_s = 17,6 MV/m, entsprechend 16 kW, 25% ED auf. Bei reduzierter Einschaltdauer von 1,5% konnte mit Senderleistung bis 20 kW gefahren werden. Die Überschlagsfeld-

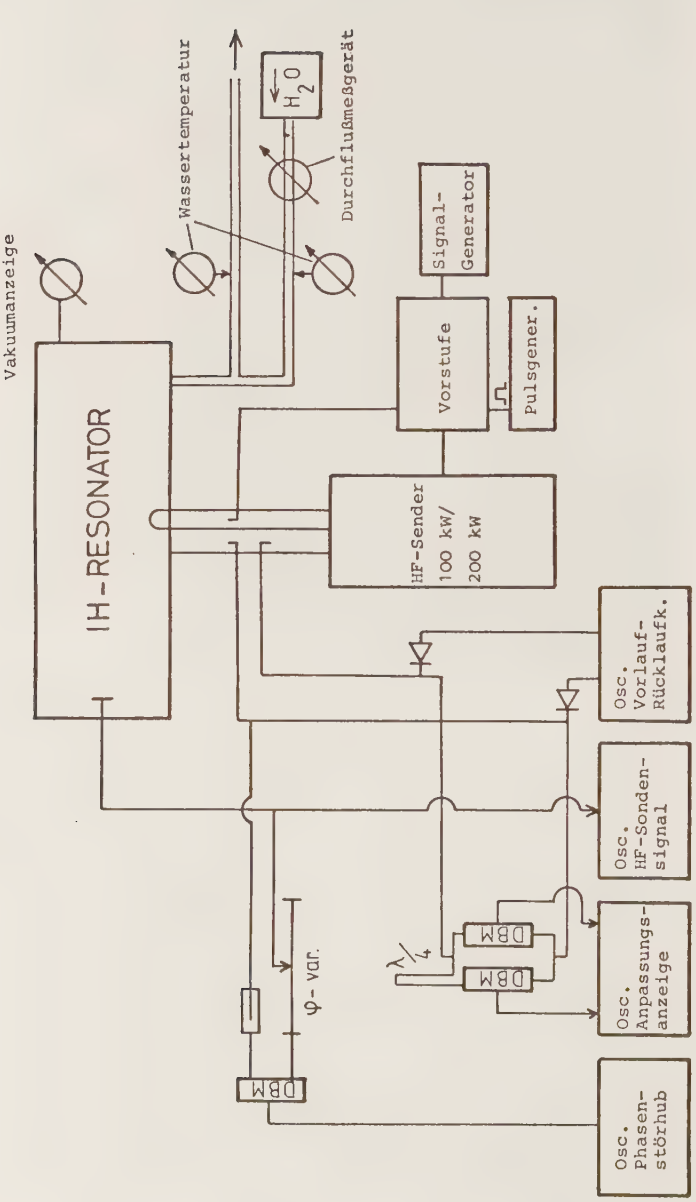


Abb. 50: Schematischer Aufbau des Hochleistungsmeßstandes

stärke für die hier benutzten unpolierten Kupferoberflächen stimmen mit den an einem Koaxialresonator mit Plattenkapazität gemessenen Werten überein [29].

Die Grenze der thermischen Belastbarkeit lag wegen des ungekühlten Außenleiters bei 4 kW. Die thermische Frequenzverstimmung ergab sich zu $\Delta f_{th} = -20 \pm 2$ kHz/kW. Das mechanische Verhalten erwies sich als sehr stabil. Mechanische Anregungen konnten, wenn überhaupt, dann nur im Bereich der Pulsfolgefrequenz von 50 - 70 Hz, dort aber nur mit geringer Amplitude (Phasenstörhub $|\varphi_s| < 10°$) beobachtet werden. Die Messung der statischen Frequenzverschiebung bei konstanter Resonatorbetriebstemperatur konnte wegen der ungekühlten Außenleiter nur schlecht durchgeführt werden. Als obere Grenze kann jedoch $\Delta f_{stat} = -3$ kHz/kW angegeben werden. Dieser geringe Wert ist in erster Linie den Stabilitätsschienen zuzuschreiben, da ponderomotorische Kräfte nur in bezug auf eine komplette Halbstruktur der Driftröhrenanordnung wirksam werden können. Wie Messungen an Spiral- und Splitringresonatoren [3,20] zeigten, erwartet man für die kleinen Querschnitte der Stützen des IH-Resonators wesentlich höhere Werte, so daß im Extremfall ein stabiler Betrieb ohne Stabilitätsleisten unmöglich würde.

Nach Erreichen der jeweiligen Betriebstemperatur konnte der Resonator ohne jegliche Frequenzregelung betrieben werden. Die Resonanzkurve konnte im gesamten Bereich durchfahren werden, insbesondere war ein Einschalten der Hochfrequenz auch bei höheren Leistungen jederzeit möglich.

Das Verhältnis von Kühlleistung zu gesamter HF-Verlustleistung ergab sich bei 12,4 kW und 25% ED zu 56,5%. Dies stimmt mit dem aus der Theorie bestimmten Verhältnis von Verlusten auf der Driftröhrenstruktur zu den Gesamtverlusten im Tank von 52% gut überein, wenn man berücksichtigt, daß zusätzlich die Ankoppelschleifenverluste in die Berechnung eingehen.

Im Bereich der Randdriftröhren traten bis zum Faktor 3 erhöhte Fußverluste auf, so daß zur besseren Kühlung Innenrohre mit größerem Querschnitt benutzt werden mußten. Dies liegt

bei konstantem axialem Feldverlauf an den größeren Driftröhrenkapazitäten in diesem Bereich. Aus diesem Grund ist ein kapazitives Endabstimmen zum Erreichen der Flatness von Nachteil (s. Abschnitt 5).

Durch Kühlung des Außenleiters und der Driftröhrengegend der Endplatten könnte die Einschaltdauer auf 50% bei 12,4 kW HF-Leistung gesteigert werden. Dauerstrichbetrieb entsprechend 12,4 kW thermischer Leistung ist jedoch nur durch zusätzliche Erhöhung des Kühlmitteldrucks erreichbar.

9. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Berechnung von IH-Strukturen mit separaten Driftrährenstützen. Auf den Grundlagen der theoretischen Ergebnisse wurden die Einsatzmöglichkeiten derartiger Strukturen für den Beschleunigerbetrieb diskutiert. Ein Prototyp zur Nachbeschleunigung von CO^+-Molekülen wurde aufgebaut und unter Hochleistung erfolgreich getestet.

Nach einer kurzen Beschreibung der grundlegenden Struktureigenschaften wurde ein Überblick über das Verhalten von TE(mn)-Wellen in zylindrischen Hohlleitern und Hohlräumen gegeben. Mit Hilfe eines dem interdigitalen Aufbau entsprechenden Netzwerks mit konzentrierten Schaltelementen und dessen Analyse konnte die Strom- und Spannungsverteilung, sowie die Dispersionseigenschaften von IH-Strukturen zunächst qualitativ verstanden werden. Hier zeigt sich, daß eine TE(11O)-Feldform mit entsprechend konstantem axialem Feldverlauf in einem mit Blenden abgeschlossenen zylindrischen Hohlraum nicht existiert. Die im praktischen Betrieb von IH-Strukturen auftretenden Strom- und Spannungsverteilungen besitzen Ähnlichkeit mit denen der TE(111)-Mode im leeren zylindrischen Hohlraum, so daß deren charakteristische Eigenschaften auf reale IH-Strukturen übertragen werden können. Insbesondere folgt aus dem sinusförmigen axialen Verlauf der transversalen E-Feldstärke im Hohlraum die ebenfalls sinusförmige Verteilung der Spaltspannungen für den realen Resonator.

Für die TE(mn)-Moden im zylindrischen Hohlleiter läßt sich ein Vierpol mit konzentrierten Elementen angeben, aus dem sich, ähnlich wie bei den Leitungen, die Dispersionseigenschaften exakt berechnen lassen. Ein dem realen Aufbau einer $\beta\lambda/2$-Zelle der IH-Struktur angepaßter Vierpol für die TE(11)-Moden konnte gefunden werden. In den ursprünglichen Vierpol zusätzlich aufgenommene Schaltelemente respräsentieren den Einfluß der in den Hohlraum eingebauten Struktur. Die die Driftröhre tragende Stütze wurde, in Übereinstimmung mit durchgeführten Messungen, als eine sowohl induktiv durch die

Wandströme als auch kapazitiv durch die Driftröhren belastete $\lambda/4$-Leitung aufgefaßt. Die den verschiedenen Moden TE(11p) entsprechenden Betriebskapazitäten bzw. -induktivitäten der Leitung konnten quasistatisch über eine Berechnung des elektrischen Potentials auf der Stütze angegeben werden. Hierzu wurden die seitlichen Wände der Struktur, aber auch die Endblenden durch geeignete Spiegelladungen ersetzt. Auf diese Weise konnte die Kopplung auch zwischen weit entfernten Beschleunigungszellen des Resonators berücksichtigt werden. Die Analyse der Schwingkreiskette, die durch das Hintereinanderschalten der eine $\beta\lambda/2$-Zelle repräsentierenden Vierpole entsteht, erlaubte die Berechnung der Frequenzen der Betriebsmoden zwischen $\mu = 0$ und $\mu = \pi/2$ derartiger Resonatoren mit identischen $\beta\lambda/2$-Zellen. Auf diese Weise konnte insbesondere die Abhängigkeit der Frequenz von der Resonatorlänge, bis herab zu sehr kurzen Strukturen, angegeben werden. Die Übereinstimmung zwischen der Theorie und eigenen Messungen sowie Messungen anderer Autoren war in der Nähe der Nullmode besser als 5%, sonst besser als 10%.

Aufbauend auf der theoretischen Berechnung der Eigenfrequenzen und der Strom- und Spannungsverteilung auf Stütze und Wand war eine Bestimmung von Güte und Shuntimpedanz in Abhängigkeit von den geometrischen Parametern möglich. Die berechneten Werte von η_o und Q_o hängen wie die Frequenzen stark von der Resonatorlänge ab. Für Moden nahe $\mu = 0$, entsprechend langen Strukturen, ist ein starker Anstieg der Effektivitäten zu verzeichnen. Der Vergleich der theoretischen Werte von η_o/Q_o mit entsprechenden Messungen ergab gute Übereinstimmung im Bereich ±5%. Dies läßt darauf schließen, daß sich die reale Feldverteilung im Resonator durch die theoretischen Überlegungen hinreichend genau beschreiben läßt. Die absoluten Werte für Güte und Effektivität konnten indes im Rahmen der durchgeführten Modellmessungen, wegen teilweise zu großer Übergangswiderstände, experimentell nicht bestätigt werden. Die absoluten Werte für den Münchner Nachbeschleuniger, und die Werte für den in dieser Arbeit beschriebenen Molekülresonator liegen etwa bei 80% der theoretisch bestimmten Größen.

Dies darf als Übereinstimmung gewertet werden, da i.a. die Resonatoren nicht die theoretisch angenommenen idealen Oberflächeneigenschaften besitzen.

Durch die in dieser Arbeit entwickelte Theorie konnte ein derart kompliziert aufgebauter Resonator, wie sie die IH-Struktur darstellt, beschrieben werden. Dies ermöglicht ohne vorhergehende Modellmessungen, die gesamte Resonatorgeometrie für verschiedene Betriebsfrequenzen und Energiebereiche vorauszuberechnen. Zu diesem Zweck wurden IH-Strukturen mit unterschiedlichem Aufbau für einen Energiebereich von 0,01 - 100 MeV/N analytisch untersucht. Im Gegensatz zu Alvarezstrukturen geht bei der IH-Struktur die Driftröhrenkapazität direkt in die Frequenz und in die Effektivität ein. Wegen der daraus resultierenden kapazitiven Belastung besitzen IH-Resonatoren einen vergleichsweise sehr kompakten Aufbau bei gegebener Frequenz. Die Berechnungen zeigten, daß insbesondere für Energien kleiner als 10 MeV/N eine Vielzahl von Möglichkeiten bestehen, eine IH-Struktur zu realisieren. Generell zeigt die Struktur bei niedrigen Energien die besten Shuntimpedanzen. Unterhalb etwa 10 MeV/N kann sie daher, je nach Art der kapazitiven Belastung, etwa zur Nachbeschleunigung von schweren Ionen und Molekülen, aber auch etwa im Niederenergiebereich von größeren Beschleunigeranlagen vielseitig eingesetzt werden.

Hohe Shuntimpedanzen lassen sich bei gegebenem Tankdurchmesser durch hohe Betriebsfrequenzen realisieren. Dies setzt jedoch kleine kapazitive Belastung durch die Driftröhren voraus. IH-Strukturen mit kleinen Driftröhrenabmessungen können z.B. zur Nachbeschleunigung von schweren Ionen und Molekülen eingesetzt werden, da hier meist auf eine raumintensive Innentankfokussierung verzichtet wird. So können im Energiebereich von 1 - 6 MeV/N effektive Shuntimpedanzen um 200 MΩ/m erreicht werden. Zu niedrigen Energien hin, wie sie etwa bei der Nachbeschleunigung von Molekülionen auftreten, lassen sich effektive Shuntimpedanzen von 1 GΩ/m und mehr erreichen.

Bei größerer kapazitiver Belastung der Struktur durch große Drift-röhrendurchmesser, wie sie etwa zum Einbau von Strahlführungselementen benötigt werden, zeigt die IH-Struktur bis zu Energien um 5 MeV/N eine gegenüber entsprechenden Alvarezstrukturen höhere Effektivität. Durch die Verwendung von kleinen Permanentquadrupolen kann diese Grenze bis auf 10 MeV/N gesteigert werden. IH-Strukturen mit Innentankfokussierung könnten daher unterhalb 10 MeV/N Wideroe- und Alvarezstrukturen in einem größeren Verbund von Beschleunigern ersetzen. Neben höherer Effektivität besitzen sie zudem gegenüber Alvarezbeschleunigern einen wesentlich kompakteren Außendurchmesser. Am Beispiel einer mit Permanentquadrupolen innenfokussierten IH-Struktur für schwere Ionen im Bereich 0,2 - 1,0 MeV/N konnte gezeigt werden, daß auch bei festem Quadrupol-Feldgradient Ionen mit unterschiedlichem Verhältnis von Ladung zu Masse (ξ/A = 0,2 - 0,5) bei hoher Shuntimpedanz stabil beschleunigt werden können.

Durch den Einbau sehr großer Driftröhren und damit verbundener starker kapazitiver Belastung ist die IH-Struktur auch als HF-Resonator zur Beschleunigung paralleler Ionenstrahlen sehr niedriger Energie bei gleichzeitiger elektrostatischer Quadrupolfokussierung (MEQALAC-Prinzip) einsetzbar. Die Rechnungen zeigten, daß effektive Shuntimpedanzen zwischen 10 und 50 MΩ/m bei sehr hoher kapazitiver Belastung, aber auch höhere Werte möglich sind. Aus diesem Grund können bei genügender Anzahl von Strahlkanälen Gesamtbeschleunigungseffektivitäten > 50% erreicht werden. Als Anwendung derartiger Strukturen käme u.a. die Neutralteilchenheizung von Plasma in Fusionsexperimenten in Frage.

Das vom FOM-Institut für Atom- und Molekülphysik, Amsterdam in Zusammenarbeit mit dem hiesigen Institut aufgebaute MEQALAC-System wurde kurz skizziert. Der MEQALAC-Resonator wurde auf der Basis einer modifizierten IH-Struktur aufgebaut und soll 4 He^+-Strahlen von je 3 mA von 40 keV auf 106 keV mit einer Gesamteffektivität von 60% beschleunigen. Die Inbetriebnahme des gesamten Systems ist etwa für Anfang 1985 geplant.

In einem weiteren Kapitel der vorliegenden Arbeit wurden Möglichkeiten aufgezeigt, den ursprünglich sinusförmigen axialen Spannungsverlauf zu begradigen. Hierzu existieren eine Vielzahl von kapazitiven und induktiven Alternativen zur Realisierung. Mit Hilfe einer theoretischen Betrachtung konnte gezeigt werden, daß bei kapazitivem Tunen der Endzellen stark überhöhte axiale Wand- und Stützenströme auftreten, die zu Einbußen an Effektivität führen. Bei einem Aufbau mit separaten Stützen konnte durch das Anbringen von Stabilitätsleisten eine konstante Feldverteilung ohne entsprechende Einbußen realisiert werden. Durch die Leisten kann zudem die mechanische Stabilität erhöht werden.

Bei einem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Hochleistungsprototyp zur Beschleunigung von CO^+-Molekülen mit 153 keV/N Eintrittsenergie konnte auf diese Weise ein nahezu konstanter axialer Spannungsverlauf ($U/U_{max} > 0{,}85$) erreicht werden. Der Resonator besitzt eine Länge von 1 m bei 50 cm Durchmesser und besitzt bei 108 MHz Betriebsfrequenz eine Shuntimpedanz η_o = 700 MΩ/m. Zur Wahl einer geeigneten Driftröhrenkonfiguration wurden umfangreiche teilchendynamische Rechnungen durchgeführt. Für den Aufbau wurde schließlich eine Struktur mit konstanter Periodenlänge gewählt. Durch den auftretenden Phasenschlupf der Teilchen wirken die alternierenden HF-Phasen in den Beschleunigungsspalten ähnlich einem DFFD-Linsensystem, so daß eine Verbesserung der radialen Akzeptanzen gegenüber einer φ_s = 0° Sollphasenstruktur um den Faktor zwei möglich wurde. Wegen der hohen Effektivität konnte eine Resonatorgesamtspannung von 3 MV bei nur 12,4 kW HF-Leistung (25% ED) erreicht werden. Der Aufbau erwies sich unter Hochleistung als äußerst stabil. Mechanische Anregungen wurden nur in einem kleinen Bereich der Tastfrequenzen und dort nur mit sehr kleiner Amplitude beobachtet. Nach Erreichen der Betriebstemperatur konnte die Struktur zudem ohne jede Regelung stabil betrieben werden. Durch entsprechendes Kühlen der Außenleiter könnte das Tastverhältnis von bisher 25% weiter erhöht werden. Ein Einsatz des Beschleunigers hinter dem 7 MV Van-de-Graaff des Instituts für Kernphysik ist vorgesehen.

Für die Zukunft wäre es z.B. sinnvoll, die theoretischen Betrachtungen auch auf IH-Strukturen mit realer, d.h. an die Ionengeschwindigkeit angepaßter Driftröhrenkonfiguration und auf Strukturen, die massive Driftröhrenträger enthalten, zu übertragen. Mit Hilfe der in dieser Arbeit beschriebenen Schwingkreisanalyse könnten dann unter anderem auch die Feldverteilungen theoretisch bestimmt werden. Weiterhin könnte so ein besseres Verständnis z.B. der Mechanismen, die zu einer konstanten axialen Feldverteilung führen, aber auch der auftretenden Feldinstabilitäten nahe der Bandkanten der Dispersion erreicht werden. Dies wäre auch für den Bau von RFQ-Resonatoren von Interesse.

10. Literaturverzeichnis

1 H. Klein
Die Beschleunigung schwerer Ionen mit der Wendelstruktur
IAP, Universität Frankfurt, Habilitationsschrift (1968)

2 A. Schempp, W. Rohrbach, H. Klein
Measurements On Spiral Resonators At High Field Levels
Nucl. Instr. Meth., Vol. 140 (1977) p. 1

3 W. Rohrbach
Bau und Untersuchungen von Nachbeschleunigerresonatoren mit einzelnen und mehrfach gekoppelten Spiralen
IAP, Universität Frankfurt, Dissertation (1982)

4 E. Müller, H. Klein
The Splitring-Loaded RF-Cavity
Nucl. Instr. Meth., accepted for publication

5 H. Klein
Development Of The Different RFQ Accelerating Structures And Operating Experience
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-30 No. 4 (1983) p 3313

6 P.M. Zeidlitz, V.A. Yamnitskii
Accelerating Systems Employing H-Type Waves
Plasma Physics (Journal of Nuclear Energy, Part C), Vol. 4 (1962) p. 121

7 L.I. Bolotin et al.
Accelerating System Using TE-Modes
Soviet Physics - Technical Physics, Vol. 6 No. 12 (1962) p. 1043

8 M. Bres et al.
Study On Interdigital H-Type Structure For Heavy Ion Linear Accelerator
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-16 No. 3 (1969) p. 372

9 J. Pottier
A New Structure For Heavy Ion Linacs
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-16 No. 3 (1969) p. 377

10 E. Nolte et al.
The Munich Heavy Ion Postaccelerator
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-26 No. 3 (1979) p. 3724

11 N. Ueda et al.
RF Field Measurement And Its Analysis On A Model Resonator Of The Interdigital-H-Type Linac
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-28 No. 3 (1981) p. 3023

12 K. Furuno et al.
Heavy Ion Postaccelerator For The UTTAC 12 UD Pelletron Tandem Accelerator
Proc. 4th Symposium On Acc. Sci. And Techn. (1982), Saitama, Japan, p. 55

13 T. Weis
Untersuchungen an einer interdigitalen-H-Struktur
IAP, Universität Frankfurt, Diplomarbeit (1979)

14 J.D. Jackson
Classical Electrodynamics
John Wiley and Sons Inc., New York (1975)

15 K. Simonyi
Theoretische Elektrotechnik
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1967)

16 K. Küpfmüller
Einführung in die theoretische Elektrotechnik
Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York (1968)

17 M. Bres et al.
The Interdigital H-Type Structure, An Accelerating Structure For Low Energy Beams
Part. Acc., Vol. 2 (1971) p. 17

18 L. Brillouin
Wave Propagation In Periodic Structures
Dover Publications (1953)

19 P. Junior
Gekoppelte Schwingkreise und ihre Moden
IAP, Universität Frankfurt, Int. Rep. 78-1 (1978)

20 E. Müller
Berechnung und Bau von Splitringresonatoren
IAP, Universität Frankfurt, Dissertation (1982)

21 J. Häuser
Untersuchungen an Rebuncher-Spiralresonatoren
IAP, Universität Frankfurt, Diplomarbeit (1983)

22 R. Oberschmid
Untersuchungen zur Resonanzfrequenzregelung eines HF-Schwerionen-Nachbeschleunigers
Physik Department, TU München, Diplomarbeit (1976)

23 H.H. Meinke
Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen, Band I
Springer Verlag (1965)

24 F. Vilbig
Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Band I, 5. Aufl.
Akad. Verl. Ges., Frankfurt am Main (1960)

25 R.M. Hutcheon
An Equivalent Circuit Model Of The General 3-Dimensional RFQ
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-30 No. 4 (1983) p. 3524

26 R.M. Hutcheon
The Distributed Parameter RF Network Theory For The RFQ Resonator
Chalk River Nuclear Lab., File No. 9022/ZEBRA-TM-34, to be published

27 A. Chabert et al.
Geometries Acceleratrices En Structure Interdigitale H
Institut de Physique Nucleaire, Universität Lyon, Interner Report LYCEN 685 (1968)

28 M. Martini, D.J. Warner
Numerical Calculations Of Linear Accelerator Cavities
CERN 68-11 (1968)

29 M. Daehne
Elektrischer Durchschlag im Vakuum bei 108 MHz
IAP, Universität Frankfurt, Diplomarbeit (1982)

30 T. Nakanishi et al.
Measurements Of The RFQ-Field On RFQ-Linac Model Cavity
Institute for Nuclear Studies, Universität Tokio, Report INS-NUMA-30

31 T. Fukushima et al.
Measurements Of Model Interdigital-H-Type Linac
Proc. 1981 Lin. Acc. Conf., Santa Fe, USA (1981) p. 296

32 E. Nolte et al.
Improved Performance Of The Munich Heavy Ion Post-accelerator
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-30 No. 4 (1983) p. 2983

33 V.A. Bomko et al.
High Frequency Characteristics Of A Linear Accelerator Raising Multicharge Ions To Energies Of 1 MeV Per Nucleon In An H(111)-Wave
Soviet Physics - Technical Physics, Vol. 9 No. 7 (1965) p. 979

34 T. Weis
Untersuchungen zum Flatnessproblem und zur Frequenz-verstimmung bei IH-Resonatoren
IAP, Universität Frankfurt, Int. Rep. 82-2 (1982)

35 T. Weis, H. Klein, A. Schempp
A Highly Efficient Interdigital-H-Type Resonator For Molecular Ions
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-30 No. 4 (1983) p. 3548

36 S. Yamada et al.
Inductive Tuning Of Gap Voltage Distribution In IH Linac
Proc. Int'l Ion Engineering Congress - ISIAT '83 & IPAT '83, Kyoto (1983) p. 635

37 A. Schempp
Untersuchungen an HF-Eigenschaften realer Wendelstrukturen
IAP, Universität Frankfurt, Dissertation (1973)

38 G. Geschonke
Untersuchung der Eigenschaften eines Hochfrequenzresonators mit IH-Struktur und seine Anwendung zur Nachbeschleunigung schwerer Ionen
Physik Department, TU München, Dissertation (1977)

39 E.P. Kanter et al.
Role Of Excited Electronic States In The Interactions Of Fast (MeV) Molecular Ions With Solids And Gases
Phys. Rev. A, Vol. 20 (1979) p.834

40 K.O. Groeneveld
Coulomb Explosion Of High Energy (MeV) Molecular Ions
Proc. Int'l Sem. on High Energy Ion - Atom Collision Processes, Debrecen (1981)

41 M. Feil
Systematische Untersuchungen am Modell des Garchinger Schwer-Ionen-Nachbeschleunigers
Physik Department, TU München, Diplomarbeit (1974)

42 Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle
Jül-Spez-113, KfK 3175, Teil II

43 E. Nolte
Physik Department, TU München, private Mitteilung (1984)

44 H. Deitinghoff
Untersuchungen zur Fokussierung durch alternierende Phase bei Hochfrequenz-Linearbeschleunigern
IAP, Universität Frankfurt, Dissertation (1975)

45 R.W. Müller
Das UNILAC-Projekt
GSI, Darmstadt, GSI-Report 72-9 (1972)

46 K. Halbach
Design of Permanent Multipole Magnets With Oriented Rare Earth Cobalt Material
Nucl. Instr. Meth., Vol. 169 (1980) p. 1

47 Werbeschrift 3M581M-1774
NEN-New England Nuclear Corporation, Chelmsford MA, USA

48 K. Bethge et al.
Upgrading Of Single Stage Accelerators
Proc. 4th Conf. Appl. Small Acc., Denton (1976)

49 A. Schempp et al.
A Heavy Ion Postaccelerator With Coupled Spiral and Splitring Resonators
Proc. 1979 Lin. Acc. Conf., Montauk, BNL 51134 (1980) p. 159

50 H. Klein et al.
Upgrading Of The Single Ended 7 MV Van De Graaff Accelerator In Frankfurt
Nucl. Instr. Meth., Vol. 220 (1984) p. 200

51 A. Schempp
Zur Optimierung von Nachbeschleunigern
IAP, Universität Frankfurt, Int. Rep. 82-10 (1982)

52 J. Arianer, R. Geller
The Advanced Positive Heavy Ion Sources
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 31 (1981) p. 19

53 J. Klabunde
Untersuchungen zur Teilchendynamik beim Wendellinear-beschleuniger für schwere Ionen
IAP, Universität Frankfurt, Dissertation (1970)

54 H. Deitinghoff
Radiale Fokussierung synchroner Teilchen im Nieder-energieteil des Wendellinearbeschleunigers
IAP, Universität Frankfurt, Diplomarbeit (1969)

55 T. Weis
Einsatzmöglichkeiten von Permanentquadrupolen zur Fokussierung einer IH-Struktur für schwere Ionen im Bereich von 0,2 - 1,0 MeV/N
IAP, Universität Frankfurt, Int. Rep. 81-18 (1981)

56 J. Müller
Untersuchungen an HF-Quadrupol-Beschleunigerstrukturen
IAP, Universität Frankfurt, Dissertation (1983)

57 J. Kistemaker et al.
The MEQALAC-Project
FOM-Institut, Amsterdam, FOM Nr. 52.580/1 (1981)

58 A.W. Maschke
MEQALAC: A New Approach To Low Beta Acceleration
Brookh. Nat. Lab., BNL-51209 (1979)

59 G. Gammel et al.
MEQALAC Development At Brookhaven
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-28 (1981) p. 3482

60 A.W. Maschke
Space-Charge Limits For Linear Accelerators
Brookh. Nat. Lab., BNL-51022 (1979)

61 A. Reiser
Periodic Focusing Of Intense Beams
Part. Acc., Vol. 8 (1978) p. 167

62 P. Junior
Space-Charge Limits In Heavy-Ion RFQ Linacs
Part. Acc., Vol. 13 (1983) p. 231

63 E.H.A. Granneman et al.
The Amsterdam "MEQALAC" RF Acceleration System
Proc. 3rd Int'l Conf. on the Prod. and Neutr. of Negative Ions and Beams, Brookh. Nat. Lab. (1983)

64 L.R. Grisham et al.
Plasma Heating With Multi-MeV Neutral Impurity Beams
Princeton Plasma Physics Lab., Report Nr. PPPL-1980

65 E.H.A. Granneman
Utilization Of MEQALAC-Systems
FOM-Institut, Amsterdam, FOM Nr. 56.308 (1983)

66 P.W. van Amersfoort et al.
The FOM-MEQALAC-Project; Status Report
FOM-Institut, Amsterdam, FOM Nr. 55.120 (November 1982)

67 F. Siebenlist et al.
The FOM-MEQALAC-Project; Status Report
FOM-Institut, Amsterdam, FOM Nr. 56.298 (May 1983)

68 R.W. Thomae et al.
The FOM-MEQALAC-Project; Status Report
FOM-Institut, Amsterdam, FOM Nr. 57.379 (December 1983)

69 R.W. Thomae
FOM-Institut, Amsterdam, private Mitteilung (1983)

70 N. Merz
Messungen der elektromagnetischen Felder in Wendelresonatoren mit der Störkörpermeßmethode
IAP, Universität Frankfurt, Diplomarbeit (1972)

71 E. Müller
Untersuchungen zur Feldmessung und Hochfrequenzankopplung bei Spiralresonatoren
IAP, Universität Frankfurt, Diplomarbeit (1977)

72 T. Weis
Drift röhrenprofile zur Beschleunigung von CO^+-Molekülen mit einer Eintrittsenergie von 153 keV/N
IAP, Universität Frankfurt, Int. Rep. 82-1 (1982)

73 T. Weber
Steuerung eines HF-Hochleistungssenders zum Betrieb von Beschleunigerkavitäten mit einem Mikrocomputer
IAP, Universität Frankfurt, Diplomarbeit (1983)

Meinem Doktorvater, Herrn Professor Dr. Horst Klein, möchte ich an dieser Stelle herzlich danken, daß er die vorliegende Arbeit möglich gemacht und stets durch wertvolle Ratschläge förderte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Eckard Müller. Ohne seine theoretischen Vorarbeiten wäre die vorliegende Arbeit in dieser Form nicht denkbar gewesen.

Herrn Dr. Alwin Schempp danke ich für seine praktischen und theoretischen Hilfestellungen.

Bei den Herren Professor Dr. Peter Junior und Dr. Horst Deitinghoff bedanke ich mich für ihre Diskussionsbereitschaft und das Interesse an den theoretischen Fragestellungen.

Mein besonderer Dank gilt weiterhin meinen Kollegen Dipl. Phys. Jürgen Häuser, Dr. Jürgen Müller, Dr. Werner Rohrbach, Dipl. Phys. Rainer Thomae und Dipl. Phys. Norbert Zoubek, die sich in zahllosen Gesprächen mit mir auseinandersetzten.

Der MEQALAC-Gruppe am FOM-Institut in Amsterdam unter Leitung von Dr. E.H.A. Granneman danke ich für vielseitige Informationen und die Überlassung der Photographien.

Frau Hedda Spalek verdanke ich die sorgfältig angefertigten Zeichnungen.

Der Institutswerkstatt unter Leitung von Herrn Mechanikermeister Horst Stöcker danke ich für die Unterstützung bei der Konstruktion und für die gewissenhafte Ausführung der in Auftrag gegebenen Arbeiten.

Die Rechnungen wurden am Hochschulrechenzentrum der Universität und an institutseigenen Kleincomputern durchgeführt.

Lebenslauf

Name	Thomas Weis
geboren am	12.7.1954 in Frankfurt am Main
Eltern	Erich Weis Georgine Weis, geb. Dauth
Staatsangehörigkeit	deutsch
Schulbildung	1961 - 1965 Eichendorff-Grundschule in Frankfurt am Main - Griesheim
	1965 - 1973 Carl-Schurz-Gymnasium in Frankfurt am Main - Sachsenhausen
	Juni 1973 allgemeine Hochschulreife (Abitur)
Wehrdienst	Juli 1973 - September 1974
Studium	1974 Beginn des Physikstudiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main
	Juni 1976 Diplom-Vorprüfung
	1977 Beginn der Diplomarbeit im Institut für Angewandte Physik Thema: Untersuchungen an einer inter-digitalen-H-Struktur
	Mai 1979 Diplom-Hauptprüfung
	Juni 1979 Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Angewandte Physik
	1980 Beginn der Arbeiten an der vorliegenden Dissertation

Akademische Lehrer:

N. Adasch, F. Bauer, F. Becker, R. Becker, K. Bethge, A. Doiwa, U. Gerhardt, L. Gerritzen, H. Hartmann, H. Haug, H.-E. Hoenig, P. Junior, D. Keim, H. Kessler, H. Klein, J. Kummer, W. Martienssen, E. Mohler, B. Müller, H. Müser, J. Rafelski, J. Reinhardt, H.-W. Roesky, A. Schaarschmidt, W. Scheid, O. Seeberg, F. Wächter, D. Wolf